PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 5. 1. März 1909. Redaktionsschluß für No. 6 am 8. März 1909. 10. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

H. Greinacher, Über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern. II. S. 145.

Th. Wulf, Über die in der Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit. S. 152.

W. Knoche, Einige Bestimmungen der aktiven Emanation des Meerwassers auf dem Atlantischen Ozean. S. 157.

R. Holm, Untersuchungen über die geschichtete positive Glimmlichtsäule. S. 158.

S. Amano u. H. Nagaoka, Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern. S. 159.

O. Pilling, Eine allgemeine Formel für gesättigte Dämpfe. S. 162.

O. v. Baeyer, Über langsame Kathodenstrahlen. S. 168.

Vorträge von der 80. Naturforscherversammlung zu Köln:

O. v. Baeyer, Reflexion und Sekundärstrahlung langsamer Kathodenstrahlen. S. 176.

Besprechungen:

W. Ostwald, Prinzipien der Chemie, S. 182.

R. Gans, Einführung in die Theorie des Magnetismus. S. 184.

R. Fitzner, Beiträge zur Klimakunde des Osmanischen Reiches und seiner Nachbargebiete. II. S. 184.

F. Kohlrausch, Kleiner Leitfaden der praktischen Physik. S. 184.

Tagesereignisse. S. 184.

Personalien. S. 184.

Gesuche. S. 184.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern.

(2. Mitteilung.)

Von H. Greinacher.

Unlängst habe ich über die eigenartige Strahlenverteilung berichtet, die man an radioaktiven Körpern von prismatischer Form beobachtet [1]). Der Grundversuch bestand in folgendem: Auf eine photographische Platte wurde ein Prisma aus metallischem Uran gesetzt. Man erhielt sodann nach eintägiger Exposition eine Photographie, welche die Besonderheit der Strahlenverteilung in typischer Form erkennen ließ. Aus Fig. 1, welche hier nochmals reproduziert sei, ist zunächst eine gleichmäßige Schwärzung unter der Grundfläche des Prismas zu ersehen (in der Reproduktion weiß!). Sodann zeigt sich die charakteristische Eigentümlichkeit, daß die Umgebung ungleichmäßig beeinflußt ist, im besonderen vor den Ecken einen strahlenarmen Raum aufweist. Diese Erscheinung war um so auffallender, als man zum vornherein eher eine stärkere Schwärzung vor den Ecken erwarten sollte. Kommen doch

Fig. 1.

an dieser Stelle die Strahlen von zwei Seitenflächen zugleich zur Wirkung.

Im speziellen ist aus der Figur noch zu entnehmen, daß der Effekt um so ausgeprägter ist, je spitzer die Ecke ist. Wird der Winkel stumpfer, so treten auch mehr Strahlen in den Raum vor der Ecke, bis natürlich bei 180° jeder Unterschied verschwinden muß.

Um der Erklärung der genannten Erscheinung näher zu treten, habe ich seinerzeit eine Reihe von Versuchen ausgeführt. Es wurde vor allem festgestellt, daß der Effekt auf das Verhalten der β-Strahlen zurückzuführen ist. Die α-Strahlen konnten schon insofern nicht in Betracht fallen, als diese, wie Rutherford [1]) nachwies, gerade die entgegengesetzte Erscheinung, nämlich wie zu erwarten, eine stärkere Schwärzung vor den Ecken hervorrufen. Ferner ist zu bemerken, daß der von mir beobachtete Effekt auch bestehen bleibt, wenn man zwischen Uran und Platte Schichten von einer Dicke dazwischen bringt, welche die α-Strahlen längst absorbieren. Daß es sich speziell um β-Strahlen und nicht um γ-Strahlen handelte, wurde des weiteren durch die magnetische Ablenkung des „Flächeneffektes" gezeigt.

Ich habe in meiner Arbeit u. a. auf die große Ähnlichkeit der Erscheinung mit einer Totalreflexion hingewiesen. Würde man etwa ein Glasprisma, das in seiner ganzen Masse phosphoreszierte, auf eine photographische Platte setzen, so ließe sich in der Tat ein der Fig. 1 ähnliches Bild erhalten. Ein großer Teil der Strahlen würde total reflektiert, so daß vor den Ecken sich ebenfalls ein strahlenarmer Raum befände. Obschon nun diese Erscheinung für

1) Diese Zeitschr. **9**, 385, 1908.

1) E. Rutherford, Le Radium **3**, 257, 1906.

die Erklärung des Flächeneffekts kaum in Betracht kommen kann, so möchte ich doch der auffallenden Analogie halber einige Versuche über diesen Gegenstand mitteilen.

Ich habe bereits früher erwähnt, daß man den „Flächeneffekt" auch sehr schön mit Prismen, die zu gleichen Teilen aus Uranoxyd und Gips bestehen, erhält. In analoger Weise habe ich nun auch Prismen aus Gips mit einem Zusatz von Balmainscher Leuchtfarbe hergestellt. Wenn man diese zur Phosphoreszenz erregte und auf die Platte brachte, so erhielt man ein dem Flächeneffekt durchaus analoges Bild. Um zu zeigen, daß es sich hier um Lichtstrahlen handelte, wurde bei Fig. 2 die Hälfte des Prismas durch Aluminiumfolie von 0,003 mm Dicke verdeckt.

Fig. 2.

In der Tat wurden durch diese dünne Schicht die Strahlen bereits vollständig zurückgehalten. Im übrigen ist die große Ähnlichkeit mit dem „Flächeneffekt" zu erkennen. Selbst der früher erwähnte Unterschied zwischen spitzen und stumpfen Ecken ist derselbe. Beachtenswert ist immerhin, daß bei dem Leuchtprisma die Begrenzung des strahlenarmen Raums, wie es einer Totalreflexion an gut geschliffenen Flächen entspricht, schärfer ist, als im Falle der Uranprismen.

Auch folgender Versuch zeigte, daß es sich hier um Lichtstrahlen handelte. Das Leuchtprisma wurde vor eine vertikal angebrachte photographische Platte hingestellt (Fig. 3). Man

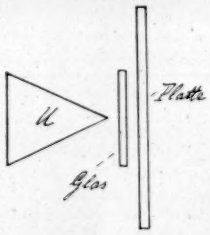


Fig. 3.

erhielt dann gegenüber der Kante des Prismas einen vertikalen hellen Streifen, ganz ähnlich, wie im Falle der Uranoxydprismen (vgl. Fig. 8). Wenn man nun zwischen Platte und Kante ein Glasplättchen von etwa 1 mm Dicke stellte (Fig. 3), so erhielt man infolge der optischen Brechung im Plättchen einen schmäleren Streifen. Bei den Uranprismen wird, wie früher mitgeteilt, die Breite des Streifens durch dazwischen gebrachte Schichten nicht beeinflußt.

Es sei hier erwähnt, daß der auf Totalreflexion beruhende Effekt seinerzeit bereits von Radebolt[1]) am phosphoreszierenden Flußspat beobachtet worden ist. Was an den vorliegenden Versuchen etwa bemerkenswert erscheinen dürfte, ist jedoch der Umstand, daß die Erscheinung selbst bei undurchsichtigen Substanzen wie Gips auftritt. Da aber hier wie dort die hellen Ecken eine Totalreflexion manifestieren, so ist daraus zu entnehmen, daß die Leuchtprismen doch bis zu einer namhaften Tiefe phosphoreszieren und daß das Phosphoreszenzlicht von innen heraus, wenn auch unter starker Absorption, kommt. In der Tat ließ sich auch beim Durchbrechen eines phosphoreszierenden Prismas eine leuchtende Schicht von schätzungsweise $^1/_2$ mm Dicke erkennen.

Schließlich ließ sich der Nachweis, daß wirklich die aus dem Innern kommenden Strahlen den Effekt der strahlenarmen Ecken erzeugen, direkt erbringen. Ein Aluminiumprisma wurde mit einer dünnen Schicht Gips-Leuchtfarbe überzogen. Es zeigte sich, daß man jetzt vier Stunden exponieren mußte (bei gleicher vorhergegangener Belichtung), um eine Schwärzung von derselben Intensität zu bekommen. Schon dieser Umstand deutete darauf hin, daß im früheren Fall auch noch Strahlen aus dem Innern mitgewirkt haben mußten. Fig. 4 zeigt nun weiter, daß die hellen Ecken nicht nur

Fig. 4.

verschwunden sind, sondern daß die Strahlenverteilung geradezu die umgekehrte geworden ist. Vor der Ecke ist die Platte stärker geschwärzt. Dieses Resultat erklärt sich eben ungezwungen durch den Umstand, daß es sich hier im wesentlichen nur um Strahlen, die von der Oberfläche ausgehen, handelt. Vor jeder Ecke kommen aber Strahlen zweier Flächen zugleich hin und erzeugen so eine kräftigere Schwärzung. Bei massiven Leuchtprismen überwiegen die aus dem Innern kommenden Strahlen bei weitem die der Oberfläche, so daß der auf

1) W. Radebolt, Dissertation. Rostock 1903.

Totalreflexion beruhende Effekt den andern vollständig überdeckt.

Die verschiedenen Erklärungsmöglichkeiten, die seinerzeit für den „Flächeneffekt" herangezogen wurden, sollen hier nicht wiederholt werden. Es sei nur kurz erwähnt, daß seinerzeit die Vermutung ausgesprochen wurde, daß die Erscheinung mit dem Verhalten der Sekundärstrahlen im Zusammenhange stehe. Ließ sich doch zeigen, daß die von den γ-Strahlen des Radiums erzeugten Sekundärstrahlen den Effekt in gleicher Weise hervorrufen können, wie sonst die Uranstrahlen. Ich habe im speziellen darauf hingewiesen, daß die Erscheinung sich ohne Schwierigkeit erklären ließe, sofern man über die Richtung der Sekundärstrahlen bestimmte Annahmen macht. Es würde zur Erklärung genügen, wenn die Sekundärstrahlen hauptsächlich in Richtung ev. auch entgegengesetzt dem erzeugenden primären Strahl verlaufen. Ich habe in der Folge verschiedene Versuche ausgeführt, um diese zunächst willkürliche Annahme experimentell zu prüfen. Da ich jedoch zu keinem eindeutigen Resultat gekommen bin, so sollen jene übergangen werden. Jedoch möchte ich gerne einen Versuch erwähnen, welcher zeigt, daß auch die entgegengesetzt zum primären Strahl verlaufenden Sekundärstrahlen den Flächeneffekt erzeugen können.

In einen Bleizylinder von 3,5 mm Wanddicke wurde ein Radiumpräparat von der Aktivität 20000 gebracht. Direkt am Bleizylinder stand mit abgewandter Schichtseite die photographische Platte (Fig. 5). Dieser gegenüber

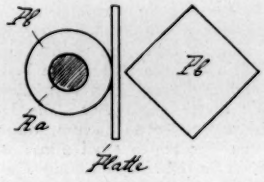


Fig. 5.

befand sich im Abstand von 1 mm ein Bleiwürfel. Nach 48stündiger Exposition zeigte sich nun deutlich ein hellerer Streifen gegenüber der Kante des Bleiwürfels. Der Effekt konnte offenbar nur von den Sekundärstrahlen herrühren, die vom Bleiwürfel ausgingen. Obschon die γ-Strahlen, welche auf den Bleiwürfel trafen, die photographische Platte erst passieren mußten, war der Streifen doch sehr deutlich. Zur Kontrolle wurde der Versuch unter Weglassung des Bleiwürfels nochmals wiederholt. In diesem Falle blieb auch der hellere Streifen aus.

Dieser Versuch befände sich nun offenbar in Übereinstimmung mit der oben erwähnten Annahme über die Richtung der Sekundärstrahlen. Er kann jedoch, so wenig wie die früher mitgeteilten Versuche, in dieser Frage entscheiden. Da somit die Ursache des Flächeneffektes noch offen gelassen werden mußte, so ist es um so erfreulicher, daß auch von anderer Seite eine Erklärung versucht worden ist[1]). H. W. Schmidt kommt durch vergleichende Betrachtung mit dem optischen Verhalten sog. trüber Medien zu folgender Auffassung der Erscheinung. Für die Strahlen, die aus einem diffus zerstreuenden Körper, z. B. Milchglas, kommen, gilt bekanntlich das Lambertsche Gesetz. Letzteres besagt, daß die Intensität der von dem Körper ausgehenden Strahlung senkrecht zur Oberfläche am stärksten ist und nach der Seite hin proportional mit dem Kosinus des Winkels abnimmt. Da nun die β-Strahlen ganz ähnlich wie Lichtstrahlen im obigen Fall im Innern diffus reflektiert werden, so kommt Schmidt zum Schluß, daß auch im Fall der Uranprismen das Lambertsche Gesetz Geltung habe und daß sich der „Flächeneffekt" auf diesen Umstand zurückführen lasse. Die neueren Untersuchungen zeigen in der Tat, daß eine diffuse Zerstreuung der β-Strahlen statthat. Nach McClelland[2]) genügt bereits eine Aluminiumschicht von 0,015 mm Dicke, um ein β-Strahlenbündel vollständig diffus zu zerstreuen und zwar nimmt die Intensität der aus dem *Al*-Plättchen austretenden Strahlen mit dem Kosinus des Winkels gegen die Normale ab. Nach diesen Resultaten scheint daher die Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes für die β-Strahlung radioaktiver Körper ganz plausibel. Es müßte somit auch eine Erklärung des Flächeneffekts, die sich auf das Lambertsche Gesetz zurückführen läßt, als befriedigend angesehen werden.

Die Auffassungsweise besitzt dabei offenbar auch den Vorzug, daß man keine besonderen Annahmen über die Sekundärstrahlen zu machen hat. Ja, das Vorhandensein eigentlicher, d. h. von den β-Strahlen neu erzeugter Sekundärstrahlen braucht überhaupt nicht angenommen zu werden. Nach neueren Anschauungen sind auch das, was man üblicherweise unter dem Namen Sekundärstrahlen zusammenfaßte, nur diffus zerstreute β-Strahlen. Falls man daher die von mir angedeutete Erklärungsmöglichkeit weiter verfolgen wollte, so müßte man entweder das Vorhandensein eigentlicher Sekundärstrahlen durch β-Strahlen noch dahingestellt sein lassen, oder man müßte sich auf die Betrachtung der durch γ-Strahlen erzeugten Sekundärstrahlen beschränken. Da die γ-Strahlen immer mit den β-Strahlen zusammen vorkommen, so bietet ja

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **9**, 537, 1908.
2) McClelland, Proc. Royal Soc. **80**, 501, 1908.

dann die Annahme von Sekundärstrahlen in allen Fällen keine Schwierigkeit.

Bei dieser Gelegenheit sei erwähnt, daß die Sekundärstrahlen gerade in neuerer Zeit genauer erforscht worden sind. Bragg und Madsen sind es namentlich, die das Verhalten der Sekundärstrahlen näher studiert haben, dies in der Absicht, Aufschluß über die Natur der γ-Strahlen zu bekommen. In ihrer neuesten Arbeit [1]) befassen sie sich nun auch mit der Frage nach der Richtung der Sekundärstrahlen. Sie kommen zum Schluß, daß die sekundären Strahlen in Richtung der erzeugenden primären γ-Strahlen verlaufen, wenigstens anfangs, wobei dann allerdings im weiteren Verlaufe noch eine diffuse Zerstreuung hinzukommt. Obschon durch dieses Resultat eine Erklärung des Flächeneffektes durch das Verhalten der Sekundärstrahlen offenbar gestützt wird, so wäre es doch überflüssig, dieser Frage näher zu treten, sofern sich die Erscheinung durch die Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes erklärte. H. W. Schmidt hat in der Tat die verschiedenen von mir ausgeführten Versuche mit Erfolg unter diesem Gesichtspunkt betrachtet. Dabei sind auch die Fälle, wo es sich augenscheinlich um Sekundärstrahlen handelte, mit seiner Anschauung verträglich. Ich hatte u. a. folgenden Versuch gemacht:

In einen Bleiwürfel von 1,6 cm Kantenlänge war ein Loch gebohrt. In dieses wurde ein Radiumpräparat von der Aktivität 20000 hineingebracht. Der Bleiwürfel wurde nun 22 Stunden lang auf eine photographische Platte gesetzt. Auch jetzt zeigte sich der Flächeneffekt, und zwar in fast derselben Weise, wie wenn statt des Bleiwürfels ein Uranwürfel aufgesetzt worden wäre [2]). Offenbar konnten hier nur die Sekundärstrahlen, welche die γ-Strahlen des Radiums allüberall im Blei erregten, den Effekt hervorbringen. Nach Schmidt ist dies so zu erklären, daß sich die von den γ-Strahlen erzeugten Sekundärstrahlen wie primäre β-Strahlen verhalten, womit sich danach der eine Fall auf den andern zurückführen läßt. In diesem Sinne müßte auch der oben erwähnte Versuch über die entgegengesetzt gerichteten Sekundärstrahlen, welch letztere ebenfalls den Flächeneffekt hervorrufen, erklärt werden. Nun scheint die Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes für β-Strahlen, wie oben schon erwähnt, durchaus plausibel, wenn damit auch noch keineswegs als erwiesen gelten kann, daß der Flächeneffekt in ursächlichem Zusammenhang damit steht.

Die Abnahme der β-Strahlung in seitlicher Richtung läßt immerhin die Möglichkeit erkennen, daß vor den Ecken eine geringere Intensität resultiert. Diesen Umstand habe ich auch gleich zu Anfang, als ich die Erscheinung beobachtete, ins Auge gefaßt. Eine darauf fußende Erklärung schien mir aber aus folgendem Grunde wenig wahrscheinlich. Sei U eine Ecke des Uranprismas (Fig. 6). Dann schließen

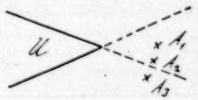


Fig. 6.

die Verlängerungen der Grundseiten die von beiden Seitenflächen bestrahlte Fläche ein. Ein Punkt A_1 kann nun offenbar, obschon er von zwei Seiten Strahlen empfängt, weniger geschwärzt sein, als ein Punkt A_3. Es scheint aber nicht recht erklärlich, warum ein benachbarter Punkt A_2, der im Vergleich zu A_3 eine kaum geringere Intensität besitzen kann und der überdies noch von der anderen Seite Strahlen, wenn auch in geringerer Intensität, empfängt, viel heller erscheinen soll als A_3. Dazu ist immerhin zu bemerken, daß die Radiographien in Wirklichkeit keine allzu scharfe Grenze erkennen lassen und daß ferner die Gesamtwirkung an jedem Punkt sich aus Strahlen von sehr verschiedenem Winkel zusammensetzt. Aus diesem Grunde läßt sich natürlich zum vorneherein kein bestimmtes Urteil abgeben. Es schien mir daher von Interesse zu sein, die Intensitätsverteilung einmal für einen bestimmten Fall zu berechnen und mit dem experimentell gefundenen Resultat zu vergleichen.

Dies versuchte ich zunächst für folgenden einfachen Fall zu tun. Ich wählte ein Prisma von sehr kleiner Höhe und einem Winkel von 90° und stellte dieses einer vertikalen photographischen Platte gegenüber. Die Höhe des Prismas betrug nur etwa $^1/_2$ mm, während der Abstand von der Platte etwa 2 mm war. Ich hoffte bei dieser Dimensionierung die Berechnung insofern vereinfachen zu können, als ich dann praktisch nur Strahlen in einer Horizontalebene zu berücksichtigen hatte.

Ganz allgemein ist nach dem Lambertschen Gesetz die Strahlenmenge, welche auf ein Flächenelement df' auffällt:

$$\frac{df\, df' \cos\varphi \cos\psi}{r^2}.$$

Hier haben die verschiedenen Größen die in Fig. 7 angegebene Bedeutung. df ist das strahlende Flächenelement. Der vorliegende Fall ließ nun die Vereinfachung zu, daß man die strahlenden Seitenflächen als unendlich schmal ansehen durfte. Die Höhenausdehnung des Prismas war zu vernachlässigen, und mußte man

1) W. H. Bragg and J. P. V. Madsen, Phil. Mag. 16, 918, 1908.

2) Siehe Fig. 12 meiner früheren Arbeit.

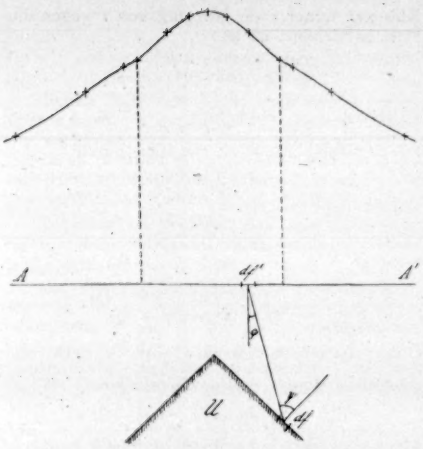


Fig. 7.

daher nur über die ganze Länge der schmalen Seitenflächen integrieren. Die Intensitätsverteilung für die auf der photographischen Platte direkt gegenüberliegende horizontale Linie ließ sich so leicht berechnen. Die Rechnung sei hier nicht weiter ausgeführt, da sie lediglich einen Spezialfall der weiter unten noch folgenden darstellt. Es sei jedoch die danach gefundene Intensitätskurve in Fig. 7 wiedergegeben. U ist das dünne Prisma. Die Ordinaten der Kurve geben direkt die an den einzelnen Punkten der Linie AA' zu erwartende Intensitätsverteilung. Es ist hieraus zu erkennen, daß im Raum vor der Ecke eine größere Schwärzung vorhanden sein müßte, als in der Umgebung. Die Berechnung nach dem Lambertschen Gesetz führt hier also keineswegs zur Intensitätsverteilung des Flächeneffekts.

Leider war das errechnete Ergebnis durch den Versuch nicht nachzuprüfen. Da die strahlende Uranmasse sehr klein war, wurde zwar bedeutend länger exponiert (bis zu 21 Tagen statt 1 Tag). Allein eine irgendwie charakteristische Intensitätsverteilung konnte auf der horizontalen Linie gegenüber nicht beobachtet werden. Es zeigte sich stets nur ein gleichmäßig heller Horizontalstreifen. Darüber und darunter war freilich die Platte durch die von der Ober- und Unterseite des Uranoxydprismas kommenden Strahlen erheblich geschwärzt. Bei dieser Anordnung ließ sich also keine zur Erkennung des Flächeneffekts genügende Schwärzung bekommen, und sah ich mich daher veranlaßt, den viel umständlicheren Weg zu einer Integration über eine ganze Fläche zu nehmen.

Ich habe die Rechnung und den Versuch für folgenden Fall ausgeführt: Ein Uranoxydgipskeil mit einem Winkel von 90° und von 6 mm Höhe wurde einer vertikalen Platte gegenübergestellt. Der Abstand Kante—Platte betrug 1 mm. Der Keil wurde, um möglichst reine Versuchsbedingungen zu haben, durch Befestigung an der Hinterseite in etwa 1 cm Höhe über dem Boden angebracht. Nach viertägiger Exposition wurde die Photographie Fig. 8

Fig. 8.

erhalten. Der Flächeneffekt ist sehr deutlich ausgeprägt und hat, wie zu erwarten, eine ungefähre Breite von 2 mm.

Im folgenden habe ich nun die nach dem Lambertschen Gesetz zu erwartende Intensitätsverteilung berechnet, und zwar habe ich dies für diejenige Linie der photographischen Platte ausgeführt, welche in halber Höhe dem Keil gegenüber lag (Symmetrielinie). Um ein Nachkontrollieren der Rechnung zu erleichtern, sei hier kurz der Gang der Berechnung skizziert. In Fig. 9 sei AA' die horizontale Symmetrie-

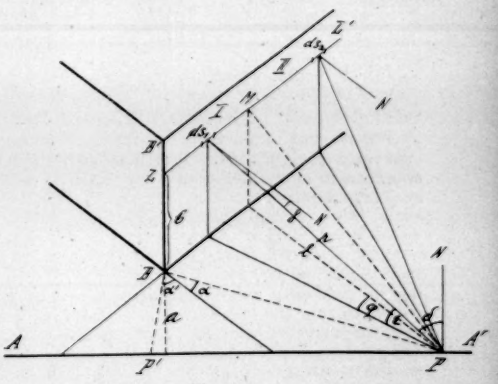


Fig. 9.

linie, für deren Punkte die Intensität berechnet werden soll. BB' sei die im Abstand a gegenüberstehende Kante des Keils, soweit sie über der horizontalen Symmetrieebene steht. Die Rechnung sei nun zunächst für einen Punkt P ausgeführt, der nur von der rechten Seitenfläche bestrahlt wird. Die Integration selbst werde

über einen unendlich schmalen horizontalen Flächenstreifen LL', der in der Höhe b über der Symmetrieebene liegt, vorgenommen. Das Integral läßt sich dadurch passend in zwei Teile zerlegen, daß man das Lot l von P auf die Seitenfläche fällt. Das eine Integral $\mathcal{J}_1$ erstreckt sich von L bis M, das andere $\mathcal{J}_2$ von M bis L'. Da die Seitenflächen sehr langgestreckt sind, so darf man das Integral $\mathcal{J}_2$ praktisch bis unendlich erstrecken. Daß dies bei 16 mm Seitenlänge erlaubt war, zeigten Versuche, wonach auch bei kürzeren Seitenflächen merklich dieselbe Intensitätsverteilung erhalten wurde. Um die Rechnung noch weiter zu vereinfachen, wurde ferner angenommen, daß jedes Flächenteilchen gleichviel β-Strahlen aussendet.

Zunächst das Integral $\mathcal{J}_1$. Betrachten wir ein Flächenelement ds_1, das den Abstand r von P habe und sei γ der Winkel von r mit der Normalen auf ds_1, und δ der Winkel von r mit der Normalen auf P, so ist die Intensität in P

$$\frac{ds_1 \cos\gamma \cos\delta}{r^2}. \tag{1}$$

Dieser Ausdruck läßt sich leicht integrieren, wenn man als Variable den Winkel φ einführt, dessen Bedeutung ohne weiteres aus Fig. 9 zu ersehen ist. Man hat

$$r^2 = b^2 + \frac{l^2}{\cos^2\varphi}. \tag{2}$$

Bedeutet ferner ε die Neigung von r gegen die Horizontalebene, so ist

$$\cos\gamma = \cos\varepsilon\cos\varphi \tag{3}$$

und

$$\cos\delta = \cos\varepsilon\cos(45+\varphi). \tag{4}$$

Dabei ist

$$\cos\varepsilon = \frac{l}{r\cos\varphi}. \tag{5}$$

Der Abstand $ds_1\, M$ ist gegeben durch

$$s_1 = l\,\mathrm{tg}\,\varphi.$$

Daraus folgt

$$ds_1 = \frac{l\,d\varphi}{\cos^2\varphi}. \tag{6}$$

Durch Einsetzen dieser Werte wird das obige Integral

$$\mathcal{J}_1 = l^3 \int_{\varphi=0}^{\varphi=\alpha} \frac{d\varphi\cos\varphi\cos(\varphi+45)}{(b^2\cos^2\varphi + l^2)^2}. \tag{7}$$

Dieser Ausdruck läßt sich unter Verwendung der Abkürzung $\frac{b}{l} = q$ auch schreiben

$$\mathcal{J}_1 = \frac{1}{l\sqrt{2}} \int \frac{d\varphi\cos\varphi(\cos\varphi - \sin\varphi)}{(q^2\cos^2\varphi+1)^2}. \tag{8}$$

Das Integral läßt sich in zwei Teilen ausführen. Das allgemeine Integral des ersten lautet

$$\frac{-1}{2q^2 l\sqrt{2}\,(q^2\cos^2\varphi+1)}. \tag{9}$$

Das Integral des zweiten Teiles ist, wie man sich leicht durch Differentiation überzeugen kann:

$$\frac{1}{2\sqrt{2}\,(q^2+1)\,l}\left|\frac{\mathrm{arc\,tg}\left(\frac{\mathrm{tg}\,\varphi}{\sqrt{q^2+1}}\right)}{\sqrt{q^2+1}} + \frac{\sin 2\varphi}{q^2(\cos 2\varphi+1)+2}\right| \tag{10}$$

Das Integral $\mathcal{J}$ erhält man, wenn man vorstehenden Ausdruck (10) zu (9) addiert und die Grenzen $\varphi = 0$ und $\varphi = \alpha$ einsetzt.

Einen ganz ähnlichen Ausdruck bekommt man nun auch für $\mathcal{J}_2$. Wie man sich leicht überzeugen kann, bleibt alles ungeändert. Nur ist jetzt zu setzen

$$\mathcal{J}_2 = \frac{1}{l\sqrt{2}} \int \frac{d\varphi\cos\varphi(\cos\varphi+\sin\varphi)}{(q^2\cos^2\varphi+1)^2}. \tag{11}$$

Die beiden Teile, aus denen sich $\mathcal{J}_2$ zusammensetzt, sind also dieselben, wie bei $\mathcal{J}_1$ [vgl. (8)]. Es ist nur das Vorzeichen des zweiten Teiles umgekehrt. Man erhält daher das allgemeine Integral von $\mathcal{J}_2$, indem man (9) von (10) subtrahiert. $\mathcal{J}_2$ bekommt man sodann nach Einsetzen der Grenzen $\varphi = 0$ und $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Das Integral über den ganzen Flächenstreifen LL' ist schließlich $\mathcal{J}_1 + \mathcal{J}_2$. Es lautet

$$\mathcal{J} = \frac{1}{2\sqrt{2}\,(q^2+1)\,l}\left|\frac{\mathrm{arc\,tg}\left(\frac{\mathrm{tg}\,\alpha}{\sqrt{q^2+1}}\right)}{\sqrt{q^2+1}} - \frac{\sqrt{2}\sin\alpha\sin(\alpha-45)}{q^2\cos^2\alpha+1} + \frac{\pi}{2\sqrt{q^2+1}} + 1\right| \tag{12}$$

Bevor wir weiter gehen, sei nun auch das Integral über einen Flächenstreifen für einen Punkt P', der von beiden Seiten bestrahlt wird, berechnet. Es genügt offenbar, über die Fläche rechts zu integrieren. Den Anteil, der von der linken Fläche stammt, erhält man dann einfach, indem man statt α' $(90-\alpha')$ in den Ausdruck einsetzt. Durch Addition der beiden Teile erhält man schließlich die Gesamtwirkung im Punkt P'.

Für die Strahlenmenge, welche von der rechten Fläche herrührt, findet man, wie leicht ersichtlich, einen ganz analogen Ausdruck, wie für $\mathcal{J}_2$. Der Integrand ist derselbe, nur die Grenzen des Integrals sind jetzt andere. Man hat, wie aus der Figur ohne weiteres zu entnehmen ist, im Integral (11) die Grenzen $\varphi = \alpha'$ und $\varphi = \frac{\pi}{2}$ einzusetzen. Auf diese Weise erhält man schließlich

$$\mathcal{J}' = \frac{1}{2\sqrt{2}(q^2+1)l}\left\{\frac{\pi}{2\sqrt{q^2+1}} + \cos\alpha' \cdot \frac{(q^2+1)\cos\alpha' - \sin\alpha'}{q^2\cos^2\alpha' + 1} - \frac{\operatorname{arc\,tg}\left(\frac{\operatorname{tg}\alpha'}{\sqrt{q^2+1}}\right)}{\sqrt{q^2+1}}\right\} \quad (13)$$

Hieraus läßt sich leicht auch der entsprechende Ausdruck für die linke Fläche bekommen, wie vorhin angegeben. Doch erfordert das im folgenden ausgeführte numerische Beispiel keine weitere Ausführung der Rechnung, weshalb wir uns auch nicht weiter damit abgeben wollen.

Nebenbei sei bemerkt, daß man die Formel für die oben gezeichnete Kurve (Fig. 7) erhält, wenn man für $q = 0$ setzt.

Um nun die Strahlenmenge zu berechnen, die von der ganzen Fläche kommt, sind obige Ausdrücke $\mathcal{J}$ und $\mathcal{J}'$ mit db zu multiplizieren und zwischen den Grenzen 0 und h, d. h. der ganzen Höhe des Keils, zu integrieren. Da nun bereits die ersteren Integrale ziemlich kompliziert sind, habe ich versucht, eine zweite Integration zu umgehen und vielmehr auf dem einfacheren Wege der graphischen Integration zum Ziele zu kommen. Ich habe die Strahlenmenge, welche von den einzelnen Flächenstreifen herrührt, für verschiedene b berechnet und die entsprechende Kurve gezeichnet. Die Fläche unter der Kurve, d. h. das Integral $\int \mathcal{J} db$ bezw. $\int \mathcal{J}' db$ habe ich sodann mittels Wägung bestimmt.

Im folgenden seien die berechneten Werte wiedergegeben. Um die Rechnung zu vereinfachen, habe ich bei $\mathcal{J}$ und $\mathcal{J}'$ den gemeinschaftlichen Faktor $\frac{1}{2\sqrt{2}}$ weggelassen. $\mathcal{J}'$ ist nur für $\alpha' = \frac{\pi}{4}$ ausgerechnet. Die Strahlenintensität daselbst konnte also durch Multiplikation mit 2 erhalten werden. Es ergaben sich folgende Werte:

	$b=0$	$b=a$	$b=2a$	$b=3a=h$
$\alpha' = 45^0$	2,221	1,041	0,382	0,195
$\alpha = 0^0$	1,776	1,076	0,449	0,215
$\alpha = 10^0$	1,681	1,128	0,533	0,267
$\alpha = 15^0$	1,372	1,122	0,577	0,301

Für die Flächeninhalte unter den 4 Kurven habe ich durch Wägung erhalten:

$\alpha' = 45^0$	$\alpha = 0^0$	$\alpha = 10^0$	$\alpha = 15^0$
212	210	216	205

In Fig. 10 sind diese 4 Werte als Ordinaten über den betreffenden Punkten aufgetragen. Man erhält so eine Kurve, welche nun direkt ein Bild von der Intensitätsverteilung, wie sie nach dem Lambertschen Gesetz zu erwarten ist, gibt. Man sieht, daß in der Tat nach dieser Berechnung die Helligkeit etwas geringer ist in der Ecke (zwischen den punktierten Linien). Der Unterschied ist jedoch äußerst gering (ca. 3 Proz.), auch drückt die Kurve keinen scharfen

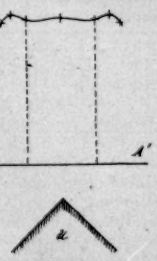


Fig. 10.

Kontrast an den Grenzen der einseitigen und doppelseitigen Bestrahlung aus. Das errechnete Resultat kann somit keineswegs als mathematischer Ausdruck für den „Flächeneffekt" gelten. Nun läßt sich allerdings annehmen, daß das Lambertsche Gesetz jedenfalls nur annäherungsweise für β-Strahlen gilt. Allein der Unterschied zwischen dem theoretischen und experimentellen Resultat ist zu groß, als daß er sich auf diesen Umstand zurückführen ließe. Die oben ausgeführte Berechnung scheint also zunächst ganz gegen einen Zusammenhang des „Flächeneffekts" mit dem Lambertschen Gesetz zu sprechen. Es bleibt jedoch, wie mich Herr H. W. Schmidt in einer privaten Mitteilung gütigst darauf aufmerksam machte, zu berücksichtigen, daß die β-Strahlen nicht von allen Stellen einer Uranfläche mit derselben Intensität ausgehen. Für die Strahlenmenge, die ein Flächenelement aussendet, kommt nämlich die Größe des darunter befindlichen Volumbezirks in Betracht. Diesen kann man sich etwa abgegrenzt denken durch eine kleine Halbkugel, deren Zentrum auf dem betrachteten Flächenteilchen liegt. Befindet sich letzteres in der Nähe einer Kante, so ist das Volumteilchen, das Anteil an der Strahlung nimmt, kleiner. Die Strahlenmenge aus einem solchen Flächenelement ist daher auch geringer. Erst in einem gewissen Abstand von der Kante wird das normale Maß der Strahlungsintensität vorhanden sein. Diese Entfernung hängt im übrigen ganz vom verwendeten Material ab. Auch dürfte es überhaupt nicht leicht sein, dem genannten Umstand mathematisch genau Rechnung zu tragen. Es läßt sich nur so viel ohne weiteres ersehen, daß die Abnahme der Intensität nach den Kanten hin offenbar im Sinne einer Verbesserung der Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment wirkt. Die Schwärzung

an den Ecken rührt ja hauptsächlich von den Flächenelementen in der Nähe der Kante her. Zieht man diese daher mit einer geringeren Intensität in Rechnung, so wird die Kurve der Fig. 10 offenbar eine stärkere Senkung in der Mitte aufweisen.

Annäherungsweise ließe sich vielleicht eine Berechnung durchführen, indem man im Integranden des Ausdrucks (8) bezw. (11) den Faktor $a+(1-a)(1-e^{-\lambda s})$ beifügt, wo s den Abstand des Flächenelements von der Kante und a die Strahlenintensität eines Flächenstückchens am Rande bedeuten. Die Größe a hängt offenbar mit dem Kantenwinkel zusammen. Wächst dieser von 0 bis 180°, so nimmt a von 0 bis 1 zu. In dem ausgerechneten Beispiel hat die Kante den Winkel 90°. Das unter einem dort befindlichen Flächenelement wirksame Volumteilchen ist also genau halb so groß wie normalerweise. Man kann daher für diesen Fall $a=1/2$ setzen. Die Strahlenintensität schwankt also mit dem Abstand von der Kante nur zwischen dem halben und dem ganzen Wert, und man kann sich daher noch fragen, ob durch die Berücksichtigung dieses Umstandes das mathematische Ergebnis mit der Intensitätsverteilung des „Flächeneffekts" übereinstimmt.

Ich habe den Versuch gemacht, den Einfluß der Flächenstücke an der Kante festzustellen. Zu diesem Zwecke habe ich die Kante abgefeilt, und zwar so weit, bis die entstandene Fläche 2 mm breit war. Der Abstand dieser Fläche von der photographischen Platte betrug ebenfalls 2 mm. Die Seitenflächen hatten daher dieselbe Lage zur photographischen Platte, wie beim Versuch der Fig. 8. Obschon jetzt die Flächenstücke an der Kante fehlten und ferner die Strahlen aus der Vorderfläche offenbar dahin streben mußten, die strahlenarmen Ecken zu überdecken, so ließ sich der Effekt doch noch erkennen. Der Helligkeitsunterschied war jedoch, wie zu erwarten, bedeutend geringer.

Dem Versuch kann zweifellos keine allzu große beweisende Kraft gegen die zuvor erörterte Erklärungsweise beigemessen werden. Im großen und ganzen läßt sich die eigenartige Intensitätsverteilung des „Flächeneffekts" wenigstens qualitativ unter Zuhilfenahme des Lambertschen Gesetzes verstehen. Dieses Gesetz genügt jedoch, wie obige Rechnung zeigt, allein durchaus nicht. Als weiteres wesentliches Moment kommt noch die Abnahme der Strahlungsintensität für Flächenstücke in der Nähe der Kante hinzu. Mit Rücksicht auf diese Erklärungsweise wäre es daher vielleicht passender, die Erscheinung als „Kanteneffekt" zu bezeichnen. Ob damit dieser „Kanteneffekt" nun auch im einzelnen erklärt werden kann oder ob noch andere Faktoren zu berücksichtigen sind, ließe sich erst durch genauere quantitative Messungen entscheiden.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1909.

(Eingegangen 2. Februar 1909.)

Über die in der Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit.

Von Th. Wulf.

Die vorliegenden Versuche, welche zu Valkenburg unweit Aachen ausgeführt wurden, bilden eine Fortsetzung der Beobachtungen, welche Gockel und der Verfasser letzten Sommer in Zermatt begannen[1]). Die meisten Beobachtungen wurden mit dem dort als Apparat I bezeichneten Instrument ausgeführt.

In Anbetracht der überraschenden Resultate, welche diese Strahlungsbeobachtungen hervorgebracht, wäre es sehr wünschenswert, daß derartige Untersuchungen an den verschiedensten Orten und unter den verschiedensten Verhältnissen wiederholt würden. Sollen jedoch diese Resultate ihren vollen Wert haben und miteinander vergleichbar sein, so müssen sie mit demselben Apparat angestellt werden, da durch die Arbeiten besonders von Campbell[2]) bewiesen ist, daß die Gefäßwände selber eine ionisierende Strahlung aussenden, die bei verschiedenen Metallen verschieden ist.

Ich habe deshalb zunächst versucht, den Apparat selbst weiter zu vervollkommnen und seine Behandlung zu vereinfachen, und bin darin zu folgenden Resultaten gelangt.

1. Das Instrument.

Da es sich herausgestellt hat, daß die durchdringende Strahlung eine tägliche Periode hat, so ist es notwendig, die Dauer einer Beobachtung nach Möglichkeit zu verkürzen. Dazu muß das Volum des Zerstreuungsgefäßes groß und die Kapazität des geladenen Systems klein sein. Andererseits muß die Spannung stets oberhalb des Wertes bleiben, der zur Aufrechterhaltung des Sättigungsstromes notwendig ist, aber dabei muß doch die Anzahl Teilstriche für ein Volt Spannungsabnahme möglichst groß sein. Für diese Zwecke schien das vom Verfasser konstruierte Fadenelektrometer, wegen seiner kleinen Kapazität, seiner großen Skala von 160 Teilstrichen und seiner großen Empfindlichkeit als am besten geeignet.

Indem die Fäden selbst als Zerstreuungs-

1) Gockel und Wulf, diese Zeitschr. **9**, 907, 1908.
2) Campbell, Jahrbuch der Radioaktivität **2**, 434, 1905.

körper benutzt wurden, betrug die Kapazität des ganzen geladenen Systems nur mehr 1,2 cm [1]).

Das Volum des Gehäuses konnte mit Rücksicht auf leichte Transportfähigkeit nicht zu groß genommen werden. Für die Gestalt des Gehäuses kam in Betracht möglichst vollkommener Luftabschluß und die Möglichkeit, durch Hinzufügen dickerer Platten die Strahlung zum Teil zu absorbieren. Es wurde eine liegende Trommel von 17 cm Durchmesser und 13 cm Tiefe, und nach Abrechnung des hineinragenden Mikroskopstückes von 2700 cm³ Inhalt gewählt. Die beiden ebenen Grenzflächen sind ganz frei und können durch übergeschobene Bleiplatten verstärkt werden. Die Platten selbst sind aus dünnem Zinkblech verfertigt, können aber leicht durch andere vertauscht werden. In den Zylindermantel sind die Öffnungen für das Licht und Mikroskop, die Ladevorrichtung und zwei *Na*-Trockengefäße eingelassen.

Die Fäden sind an einem Bernsteinpfropf befestigt, der sich ganz im Innern des Gehäuses befindet. Er ist von einem Messingstab getragen, der oben aus dem Gehäuse hervorragt und in einer randierten Scheibe A endigt. Mittels dieser Scheibe kann die Ebene der zwei Fäden gedreht und stets senkrecht zur Achse des Mikroskops gestellt werden.

Endlich schien es notwendig, daß man sich jederzeit von dem Isolationsvermögen des Instruments überzeugen könne. Da es sich aber gezeigt hat, daß die Zerstreuung sehr davon abhängt, ob die Luft im Innern sich erneuern kann oder nicht, so schien es wertvoll, diese Prüfung vornehmen zu können, ohne daß das Gehäuse geöffnet werden muß.

C. T. R. Wilson [2]) macht sich frei von Isolationsfehlern, indem er den Träger des isolierenden Schwefelstückchens zu dem mittleren Potential des Aluminiumblättchens ladet und dann annimmt, daß die Fehler sich gerade aufheben. Das Verfahren erfordert jedoch eine konstante Batterie und ist deshalb außerhalb des Laboratoriums etwas umständlich. Und doch wäre gerade da, wo man etwa in Höhlen auf abnorme Werte der Strahlung stößt, die Prüfung der Isolation besonders notwendig.

Die folgende Methode erfordert gar keine Hilfsapparate und kann bei vollständig geschlossenem Gehäuse ausgeführt werden. Der in einer bestimmten Zeit, etwa 1 Sekunde, beobachtete Ladungsverlust Q setzt sich im allgemeinen zusammen aus dem Isolationsverluste A und dem Verlust durch die Ionen der eingeschlossenen Luft. Ist V das Luftvolum und B die erzeugte Ionenladung eines Vorzeichens pro cm³ und Sekunde, so ist bei Sättigungsstrom

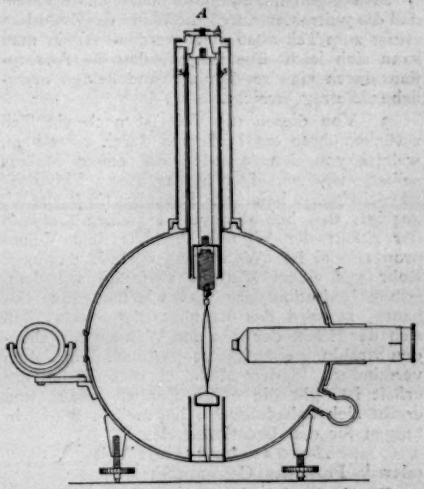
$$Q = A + BV.$$

Wenn man dann das Volum V stark verringert, so geht der Anteil der Strahlung entsprechend zurück, während die Isolationsverluste bei demselben Potential dieselben bleiben, so daß man beide Teile gesondert ermitteln kann. Denn es ist jetzt

$$Q_1 = A + BV_1.$$

Daher $B = \frac{Q - Q_1}{V - V_1}$ und $A = \frac{VQ_1 - V_1 Q}{V - V_1}$, wenn V_1 klein ist gegen V, wird $A = Q_1 - Q\frac{V_1}{V}$.

Die Verminderung des Volums wird einfach in der Weise erzielt, daß man einen engen Zylinder über die Fäden des Instruments schiebt. Die Figur läßt die Einrichtung im Innern erkennen. Der Zylinder hat 2 cm im Durchmesser.



Er sitzt gewöhnlich in einem geschlitzten Rohr über dem Instrument. Will man die Isolation prüfen, so liest man erst die Stellung der Fäden ab und schiebt dann mittels zweier in die Schlitze hineinragender Schrauben SS den Zylinder herunter. Nach einer entsprechenden Zeit, etwa 1 Stunde, schiebt man ihn wieder zurück und liest sofort den Verlust ab. Während beispielsweise bei meinem Apparat der Verlust ohne Zylinder auf 25 Volt/Stunde kam, ging er bei übergeschobenem Zylinder auf 0,4 Volt/Stunde zurück. Dabei war das Volum des ganzen

1) Man könnte die Kapazität absolut wohl noch auf die Hälfte vermindern, indem man die Fäden nicht an einem in Bernstein eingelassenen Messingträger befestigte, sondern mittels eines winzigen Häkchens von Aluminiumdraht an einem ausgespannten Quarzfaden aufhing. Die Vorrichtung schien für ein viel transportiertes Instrument zu gebrechlich, ließ sich aber für Laboratoriumsversuche sehr gut verwenden.

2) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **68**, 152, 1901.

Gehäuses 2700 cm³, dasjenige des Zylinders 30 ccm.

Aus dieser Beobachtung folgt nun

1. Auf keinen Fall ist der Isolationsverlust größer als Q_1, also hier 0,4 Volt oder 1,6 Proz. des Gesamteffektes. Für viele Fälle wird das schon genügen.

2. Von diesem Wert ist aber sicher abzuziehen der Betrag der durchdringenden Strahlung, welcher auf das Volum V_1 fällt und aller durch dieselbe etwa erregten Sekundärstrahlung. Leider ist es bisher nicht gelungen, diesen Effekt von dem Einfluß der Wände sauber zu trennen. Wie sich aber im folgenden ergeben wird, müssen bei diesem Instrument wenigstens 42 Proz. des ganzen Effekts auf durchdringende Strahlen von außen gesetzt werden. Das ist von 25 Volt 10,5 Volt. Von diesen 10,5 Volt entfallen auf das Volum des engen Rohres 0,1 Volt. Der Isolationsverlust ist daher sicher kleiner als 0,3 Volt oder 1,2 Proz. des Ganzen.

Streng genommen müßte man noch beachten, daß die γ-Strahlen durch die Wand des Zylinders selbst zum Teil absorbiert werden. Allein man kann sich leicht überzeugen, daß die Absorption durch eine so dünne Wand keinen merklichen Betrag erreicht.

3. Von diesen 0,3 Volt ist noch ein Teil zurückzuführen auf Ionisation durch α-Strahlen, welche von den Wänden des engen Rohres selbst ausgehen. Der Betrag dieses Einflusses ist nicht genau bekannt. Indes hat Campbell[1]) gezeigt, daß bei hinreichend kleinen Gefäßen der Effekt der Wände ebenfalls dem Volum proportional ist. Wenn man deshalb das enge Rohr aus einem Material verfertigt mit demselben Ionisationsvermögen wie das ganze Gehäuse, so wird das Resultat dieses sein, daß sich der Effekt der von den Wänden ausgehenden Strahlung ebenfalls proportional dem Volum vermindert. In dem Maße, als diese Bedingung erfüllt ist, gilt die obige Formel genau, und ergibt sich beispielsweise bei meinen Beobachtungen für den Isolationsverlust

$$A = 0{,}4 - 0{,}28 = 0{,}12 \text{ Volt}$$

oder $^1/_2$ Proz. des Gesamteffekts.

Durch die Annäherung des Zylinders ändert sich zwar die Kapazität des Instruments und wäre eine eigene Eichung notwendig. Es ist deshalb die Ablesung nur bei entferntem Zylinder zu machen, dann kann alles auf dieselbe Eichung bezogen werden. Und damit ein Irrtum vollständig ausgeschlossen ist, sind in dem Zylinder gar keine Lichtöffnungen angebracht. Dann ist zugleich die Konstruktion einfacher und der Abschluß des kleinen Raumes von dem großen vollkommener.

1) N. R. Campbell, Jahrbuch der Radioaktivität **2**, 434. 1905.

Damit nicht durch den Schlitz des verschiebbaren Rohres langsam frische Luft ins Innere des Apparates dringe, ist noch ein oben geschlossener Zylinder vorgesehen, der das ganze hervorstehende Rohr abschließt und mit Zwischenlage eines gefetteten Lederringes abdichtet. In ähnlicher Weise sind auch die anderen Öffnungen verschlossen.

Da sich bei der Arretierung des unteren Fadenendes mittels Quarzfadens, so wie es anfangs ausgeführt war, der Mißstand ergab, daß sich der Quarzfaden beim Transport durch Reibung elektrisierte und dann die Fäden anzog, so sind die Fäden jetzt ganz freihängend gemacht und werden nur durch ein Spinnefädchen gehalten. Dasselbe ist so gewählt, daß es bei der Messung ganz locker hängt und nur beim Umlegen die unteren Enden hält. Die Einrichtung hat sich auch bei heftigen Stößen auf dem Transport als hinreichend haltbar erwiesen.

Die Angaben des Apparates sind von der Temperatur unabhängig. Indes hat sich gezeigt, daß bei dem weiten Gehäuse sich im Innern Luftströmungen ausbilden, wenn der Apparat einseitig von der Sonne oder einer anderen Quelle heftig bestrahlt wird. Es wird dadurch zwar kein Fehler in der Ablesung verursacht, da immer beide Fäden zugleich ein wenig hin und her wandern. Gleichwohl haben wir das zu vermeiden gesucht durch Hochglanzpolitur des Gehäuses, und empfiehlt es sich, den Apparat vor den direkten Sonnenstrahlen zu schützen. Ganz vorzüglich bewährte es sich, das Gehäuse mit einer Watteschicht zu umgeben.

Anfangs zeigte sich beim Aufladen sehr stark der Einfluß der Polarisation, und der mußte sich um so bemerkbarer machen, je kleiner die Kapazität und je größer die Empfindlichkeit des Apparates. Nachdem jedoch das Gehäuse mehrere Tage geschlossen und mit Natrium ausgetrocknet war, verschwand dieser Umstand vollständig. Man kann sofort nach dem Aufladen die erste Ablesung machen.

Die Ausführung der Versuche ist demnach äußerst einfach. Man stellt den Apparat mit Hilfe der Fußschrauben so ein, daß die Fäden scharf erscheinen, ladet am besten durch Anlegen einer Zambonisäule auf und braucht dann nur etwa alle halbe oder ganze Stunden abzulesen. Man soll, um des Sättigungsstromes sicher zu sein, die Ladung nie unter 100 Volt sinken lassen.

Der Apparat wird von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig verfertigt und auf Wunsch mit einem leichten Holzkasten für den Transport geliefert.

2. Beobachtungsresultate.

1. Die tägliche Periode der durchdringenden Strahlung. Bekanntlich haben mehrere Forscher eine tägliche Periode der γ-Strahlung der Atmosphäre gefunden, die sich merkwürdigerweise im allgemeinen dem täglichen Verlauf des Luftpotentials anschließt. Diese Tatsache ist für die Frage nach dem Ursprung der Strahlung sowohl, wie nach der Ursache des Erdfeldes von der größten Bedeutung. Bei der großen Genauigkeit und Empfindlichkeit meines Apparates konnte ich die Resultate der genannten Forscher in mehreren Punkten erweitern, und namentlich über die Amplitude der täglichen Schwankung genauere Werte ermitteln.

Für diese Beobachtungen war das andauernd schöne Wetter im letztverflossenen Oktober und November außerordentlich günstig. Der Monat Oktober war dabei besonders charakteristisch, weil im Verlaufe desselben der sommerliche Typus des Potentialgefälles in den winterlichen mit verschwindender Mittagsdepression übergeht. Die γ-Strahlung zeigte ebenfalls einen abweichenden Wintertypus ohne die Mittagsdepression.

Nach einigen vorbereitenden Beobachtungen anfangs Oktober trat am 10. und 11. Regenwetter ein. Mit der Aufklärung am 12. setzten die Beobachtungen ein. Vom 12.—15. war dauernd schönes Wetter mit ganz sommerlichem Charakter. An allen vier Tagen ergab sich derselbe Verlauf der Strahlung, zwei Maxima 8—9 morgens und abends, zwei Minima nach Mittag und nach Mitternacht. Folgende Tabelle enthält die stündlichen Mittelwerte in Volt pro Stunde:

Zeit	12—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6
Vorm.	17,2	16,6	16,6	16,6	16,7	16,7
Nachm.	18,4	18,3	17,7	17,3	17,3	18,6

Zeit	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
Vorm.	17,9	18,9	**19,7**	19,4	18,6	18,8
Nachm.	18,4	18,5	**19,2**	18,6	18,3	18,3

Unter Berücksichtigung der Kapazität und des Volumens ergibt sich, daß dem stündlichen Verlust von 1 Volt ungefähr 1,6 erzeugte Ionen pro ccm und Sekunde entsprechen. Die Werte, welche den Zahlen dieser Tabelle entsprechen, liegen also zwischen 25,6 und 31,5 Ionen. Die kleinste Ionenzahl, die überhaupt ohne jeden anderen Schirm als die Gefäßwände zur Beobachtung kam, betrug 20 Ionen per Sekunde.

Die Amplitude der vormittägigen Schwankung ist die größere, sie beträgt 16 Proz. des maximalen Wertes, gegen 10 Proz. für die nachmittägige Schwankung. Es ist nicht ausgeschlossen, daß dieser kleine Unterschied sich bei einer größeren Reihe von Tagen umkehren würde. Sonst hätten wir hier eine Abweichung vom sommerlichen Typus des Potentialgefälles, bei welchem meistens das Nachmittagsmaximum das höhere ist.

Am 16. und 17. Oktober war Regenwetter. Obwohl die Beobachtungen im allgemeinen denselben Verlauf gaben, wurden sie doch zur Mittelbildung nicht benutzt.

Dann kam die große Schönwetterperiode vom 18. Oktober bis 10. November, nur einmal, am 24. Oktober, durch Bewölkung und geringe Niederschläge unterbrochen. Das Wetter hatte aber schon winterlichen Charakter und in der Nacht war das Thermometer öfters unter Null.

Es ist nun sehr charakteristisch zu sehen, wie mit der fortschreitenden Jahreszeit die Mittagsdepression auch in der durchdringenden Strahlung immer mehr verschwand.

In der zweiten Oktoberhälfte wurde meist jede Stunde abgelesen und die Beobachtungen wurden auch in der Nacht fortgesetzt, jedoch nur alle 2—3 Stunden. Für manche dieser Ablesungen bin ich einigen meiner Freunde sehr zu Dank verpflichtet.

Die Amplitude des nachmittägigen Ganges betrug nur mehr etwa 4,5 Proz. des Höchstwertes.

Im November vollends verschwand die Mittagsdepression fast gänzlich. Das Vormittagsmaximum schien sich zugleich etwas zu verschieben nach 10^h—11^h a. m. Die Amplitude betrug 21 Proz. des höchsten Wertes, war also um 5 Proz. höher als im Oktober, beides in voller Übereinstimmung mit dem Potentialgefälle, das im Winter eine stärkere tägliche Schwankung mit etwas verspätetem Vormittagsmaximum aufweist [1]).

Als dann im Dezember schlechtes Wetter eintrat mit häufigen Niederschlägen, Wolken und Nebeln, war von einer Periode in der durchdringenden Strahlung nichts mehr zu bemerken.

Soweit also diese Beobachtungen reichen, ergibt sich mit allen Einzelheiten ein vollständiger Parallelismus zwischen Luftpotential und durchdringender Strahlung der Atmosphäre.

2. Der Einfluß des Ortes auf die Strahlung ist ebenfalls von der größten Bedeutung. Es ist aber schwer, sichere Resultate über diesen Punkt zu erzielen, wegen der zeitlichen Schwankungen, die immer nebenher laufen. Namentlich so kleine Schwankungen, die in dem Bereich der täglichen Periode bleiben, kann man nur mit der größten Vorsicht als reell bezeichnen. Nur wenn man mit zwei Apparaten arbeitet, die vorher längere Zeit miteinander verglichen sind, wird man etwas Bestimmtes darüber aus-

1) Vgl. Gockel, Luftelektrizität, S. 101, Fig. 18 und 20, 1908.

sagen können. Dann würden aber namentlich Beobachtungen in Luftballons und bei Drachenaufstiegen sehr wertvolle Aufschlüsse geben können, ob der Ausgangspunkt dieser Strahlung die Erde oder die Atmosphäre oder gar die Gestirne sind. Auf die Bedeutung von Beobachtungen in Höhlen haben schon Elster und Geitel[1]) nachdrücklich hingewiesen.

Es wurde anfangs nur ein Apparat verwendet. Folgende Einflüsse konnten mit demselben mit genügender Sicherheit nachgewiesen werden. Im Zimmer, selbst am geöffneten Fenster, war die Amplitude der täglichen Periode im Mittel aus acht aufeinanderfolgenden ungestörten Tagen, dem 1.—8. November, 9 Proz. des höchsten Wertes.

Vom 9.—16. November befand sich der Apparat im Freien vor dem Fenster eines nach Süd-Ost gelegenen Zimmers. Die Schwankungen betrugen dort 21 Proz. Aus den relativ kleinen Schwankungen in geschlossenen Räumen erklärt sich wohl genügend, daß einige Forscher die Strahlung bei Tag und bei Nacht gleich stark fanden.

Die absoluten Werte der Zerstreuung dagegen waren im Zimmer merklich stärker als im Freien. Folgende Angaben enthalten die Verluste in Volt/Stunde:

Zeit			Im Freien	Im Zimmer
28. 12.	12	bis 3 p. m.	20,7	
	3	„ 7 „		25,0
	7	„ 8 „	19,7	
	8	„ 9 „		27,0
29. 12.	6	„ 7 a. m.		25,4
	7 a.	„ 6 p. m.	20,0	
	6	„ 8 „		22,3
	8	„ 9 „	19,0	
30. 12.	6	„ $6\frac{1}{2}$ a. m.		25,2
	$6\frac{1}{2}$	„ 12 „	20,0	
	12	„ 1 p. m.		22,4
	1	„ 9 „	19,5	
		Mittel	19,8	24,5

Das Zimmer war rings von etwa 1 m dicken Backsteinwänden umgeben. Die Beobachtung bestätigt also die Angabe von Rutherford[2]), daß nach Messungen von Cooke von Ziegelsteinen eine merkliche durchdringende Strahlung ausgeht. Da die dicken Wände jedenfalls auch einen Teil der draußen vorhandenen Strahlung absorbieren, so ist ihre Eigenstrahlung noch größer, als der Differenz dieser Zahlen entspricht.

Außerdem hatte ich Gelegenheit zu Beobachtungen in den ausgedehnten Kreidehöhlen, welche sich in der Nähe unseres Kollegs befinden. Das Gestein, in der Geologie bekannt als Maastrichter Kreide, ist sehr weich. Es wird seit Jahrhunderten als Baumaterial verwendet für einfache Gebäude, wodurch dann im Laufe der Zeit mehrere Kilometer lange Gänge entstanden sind. Die Steine werden nicht losgesprengt, sondern mit der Säge geschnitten. Eine Verunreinigung der Luft durch Rauch von Sprengstoffen ist daher nicht vorhanden. Die Temperatur ist in einiger Entfernung vom Eingang das ganze Jahr nahezu 11° C. Die Feuchtigkeit ist 100 Proz.

Die Beobachtungen wurden an verschiedenen Tagen und verschiedenen Stellen der Höhlen wiederholt. Es wurden vor allem solche Tage gewählt, an welchen die Temperatur auch draußen nahezu 11° betrug.

Stets wurde erst mehrere Stunden vorher und auch nachher draußen beobachtet. Diese Werte unterschieden sich nicht mehr voneinander, als es auch sonst Beobachtungen in dem entsprechenden Zeitintervall wohl taten. Der Aufenthalt in den Höhlen selbst wurde von 1 Stunde auf 5,5 Stunden ausgedehnt.

Der Apparat wurde vorher geladen und schon 1—2 Stunden der Abfall der Spannung beobachtet. Dann wurde der Apparat in geladenem Zustand in die Höhlen getragen und dort einfach weiter beobachtet, ohne das geringste an dem Apparat zu öffnen.

Es zeigte sich dann ausnahmslos, aber noch bedeutend stärker ausgeprägt, dieselbe Erscheinung, welche Elster und Geitel in der Steinsalzhöhle beobachteten, nämlich eine bedeutende Verminderung der Zerstreuung in den Höhlen. Folgende Zusammenstellung gibt die Verluste in Volt pro Stunde. Die zweite Reihe enthält die Dauer der Beobachtung in der Höhle in Stunden. Die letzte gibt die Verminderung der Zerstreuung in Prozenten des Mittelwertes aus den Beobachtungen, welche vorher und nachher draußen gemacht wurden.

Tag	Dauer Stunden	Verlust in Volt vorher	Höhlen	nachher	Abnahme in Proz.
31. Okt.	$1\frac{1}{3}$	17,3	9,9	18,6	42
6. Novbr.	1	15,4	9,0	14,2	40
14. Novbr.	$5\frac{1}{3}$	13,5	8,3	15,3	43

Während sich in den Salzbergwerken die Zerstreuung um 28 Proz. verminderte, nahm dieselbe in den Valkenburger Kreidehöhlen um 42 Proz. ab. Die Abnahme trat sofort mit dem Eintreten in die Höhle ein und hörte mit dem Verlassen derselben auf. Die Dicke der Steinschicht oberhalb betrug an den benutzten Stellen etwa 15 Meter. In der Nähe eines Ausgangs trat ebenfalls eine Verminderung ein, aber von entsprechend geringerem Betrag.

Da Beobachtungsfehler sowohl nach dem ganzen Verlauf der Untersuchung ausgeschlossen

1) Diese Zeitschr. **8**, 733, 1905.
2) E. Rutherford, Nature **67**, 511, 1903.

erscheinen, als auch wegen des Sinnes der Änderungen von vornherein unwahrscheinlich sind, so folgt aus diesen Beobachtungen mit Sicherheit, daß bei dem gebrauchten Apparat wenigstens 42 Proz. des Verlustes auf durchdringender Strahlung von außen beruhten. Dieses Resultat ist noch insofern bemerkenswert, als es Cooke[1]) nicht gelang, mittels Bleischirmen mehr als 30 Proz. der Strahlung abzublenden, selbst als er den Apparat in einen 5 Tonnen schweren Bleiblock setzte. Da aber das Blei selbst radioaktiv ist, so kann dieser Unterschied nicht befremden.

Vergleicht man dann dieses Resultat mit demjenigen, welches Elster und Geitel in den Steinsalzbergwerken, und Gockel und Wulf[2]) im Simplontunnel fanden, so ergibt sich der Einfluß der umgebenden Gesteinsmasse als ein doppelter. Einmal, und darin kommen wohl alle Gesteine überein, schirmen sie die draußen vorhandene Strahlung ab und sodann senden sie selbst eine durchdringungsfähige Strahlung aus. Je nachdem der zweite Effekt gegen den ersten überwiegt, ist die Gesamtstrahlung im Innern der Erde größer (Simplon) oder kleiner (Salzbergwerke, Valkenburger Kreide) als in der freien Luft.

Man hat demnach in dem beschriebenen Apparat ein sehr einfaches Mittel, die Radioaktivität von Gesteinen in Höhlen, Tunnels und Bergwerken zu untersuchen. Noch jüngst wies J. Joly[3]) darauf hin, daß solche Beobachtungen für die Geologie von der größten Bedeutung wären. Sie würden direkte Beweise enthalten für die Frage, ob die Temperaturzunahme im Innern der Erde radioaktiven Stoffen zuzuschreiben ist oder nicht. Es müßte nämlich der Temperaturgradient mit der durchdringenden Strahlung zugleich steigen und fallen. Namentlich Orte mit abnorm großem oder kleinem Temperaturgefälle wären bedeutungsvoll. Unsere Beobachtungen im Simplontunnel, wo bekanntlich der Temperaturgradient übernormal hoch ist, sprechen für den radioaktiven Ursprung der Wärme. Die Valkenburger Beobachtungen sind nicht dafür zu verwerten, weil die Höhlen zu wenig tief gehen, um den Temperaturgradienten mit einiger Sicherheit ermitteln zu können.

1) Cooke, Phil. Mag. **6**, 483, 1903.
2) l. c.
3) J. Joly, Nature **78**, 456, 1908; Naturwissenschaftliche Rundschau **23**, 661, 1908.

Valkenburg (Holland-L.), Physikalisches Institut des Ignat.-Coll., Januar 1909.

(Eingegangen 11. Januar 1909.)

Einige Bestimmungen der aktiven Emanation des Meerwassers auf dem Atlantischen Ozean.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von W. Knoche.

An neun verschiedenen Tagen bot sich auf dem H. A. P. A. G.-Dampfer „Thuringia" Gelegenheit, das Meerwasser im Atlantik auf seinen Gehalt an aktiver Emanation zu prüfen; je eine Messung in der Magelhaensstraße und je eine in und vor der Bai von Corral (Westküste Chiles) schlossen sich an. Benutzt wurde das von Kohlrausch und Löwenthal für Reisezwecke reduzierte Fontaktoskop nach Engler und Sieveking (Kapazität des zusammengesetzten Apparates 9,4 cm). Das Meerwasser wurde in einer Leinenpütze von der Oberfläche geschöpft, ein Liter der Flüssigkeit mit dem Maßgefäß entnommen und vorsichtig in die zur Messung bestimmte Zinkkanne entleert, diese mit dem Gummistopfen schnell geschlossen und zwei Minuten kräftig geschüttelt, um die Emanation auszutreiben. Dann wurde statt des Stopfens schnell das Elektroskop mit dem Zerstreuungsstab aufgesetzt und das Blättchenpaar mittels Hartgummistäbchen geladen, so daß der Gesamtausschlag nach jeder Seite etwa 15 Skalenteile betrug. Selbstverständlich wurde vor der eigentlichen hier beschriebenen Messung der Normalverlust in der leeren Kanne bestimmt, um später von dem Ladungsverlust in Gegenwart der Emanation abgezogen zu werden. Beobachtet wurde der Abfall während einer halben Stunde, die gefundenen Werte mit zwei multipliziert ergaben also den Spannungsverlust in Volt/Stunde für 1 Liter Flüssigkeit. Um völlige Isolation zu erzielen, wurde ständig Natriumtrocknung angewandt. Eine häufige Nachprüfung ergab, daß bei mangelndem Zerstreuungskörper ein Zusammensinken der Blättchen, auch in geringem Maße, nie eintrat, die Isolation also ständig eine vollkommene war. Es betrug z. B. am 6. Oktober der Normalverlust während einer halben Stunde 2,1 Volt, während nach Einfüllung eines Liters Meerwasser und Schütteln in demselben Zeitraum ein Verlust von 7,1 Volt eingetreten war, also pro Stunde ein Abfall von 14,2 —4,2 oder 10,0 Volt. Es konnte natürlich nur bei ruhiger See abgelesen werden; durch öfteres, den eigentlichen Versuchen vorhergehendes Üben konnte die Genauigkeit von $^1/_{10}$ Skalenteil in der Ablesung bequem erreicht werden.

Als besonders interessantes Ergebnis zeigte es sich, daß mit Ausnahme der Messung am 23. September immer eine größere Leitfähigkeit der Luft (schwankend zwischen 6,8 und 26,4 Volt/Stunde, nach Abzug des Normalverlustes) nachzuweisen war, nachdem dieselbe mit dem

Seewasser in innige Berührung getreten war. Dies ist also ein Beweis dafür, daß im Seewasser des durchfahrenen Gebietes eine Spur von Emanation gewöhnlich enthalten zu sein scheint. Es ergeben sich in absoluten Einheiten Werte zwischen 0,00000 und 0,00029 oder nach Mache nach Multiplikation mit 1000 Werte in bezug auf den Gehalt an Emanation zwischen 0,0 und 0,3. Als Mittel der 12 Messungen erhalten wir 0,00012 in absoluten Einheiten bzw. 0,1 nach Mache. Als schwach aktive Quelle würden wir etwa eine solche bezeichnen, deren Emanation einen Wert von 2,0 (Mache) bedingt; der oben gefundene Wert würde daher besagen, daß die mittlere Aktivität der 12 Messungen etwa nur die von $^1/_{20}$ der einer schwachen Quelle ist. Bei der Kleinheit dieser Größen war natürlich eine Bestimmung der Qualität der Emanation ausgeschlossen. Über die Herkunft der Emanation läßt sich wohl nur so viel äußern, daß sie nur zum allerkleinsten Teile der Atmosphäre entstammen kann. Der größte Wert wurde in der Nähe der vulkanischen Insel Fernando Noronha gefunden; dies will bei der absoluten Kleinheit der Werte nur wenig besagen. Immerhin wäre es von Interesse, Aktivitätsmessungen besonders in der Nähe nicht erloschener vulkanischer Gebiete in verschiedenen Tiefen auszuführen. Möglich, daß hier durch Lösung von aktivem Material, vielleicht auch durch Bindung von unterseeisch entströmenden Gasen eine Anreicherung stattfinden könnte.

Ich lasse die Einzelwerte mit Angabe des Ortes (Mittagsbesteck) folgen:

Datum	Ort		Abfall Volt/Stunde	A.-E.	Mache
17. Sept. 1908	$\varphi = 12^0\,28'$ N	$\lambda = 24^0\,19'$ W	10,0	0,00009	0,1
18. „ „	$\varphi = 8^0\,24'$ N	$\lambda = 26^0\,38'$ W	18,0	0,00015	0,1
19. „ „	$\varphi = 4^0\,24'$ N	$\lambda = 28^0\,18'$ W	26,4	0,00023	0,2
20. „ „	$\varphi = 0^0\,27'$ N	$\lambda = 30^0\,52'$ W	18,4	0,00016	0,2
21. „ „	$\varphi = 3^0\,54'$ S	$\lambda = 32^0\,32'$ W	33,2	0,00029	0,3
23. „ „	$\varphi = 12^0\,54'$ S	$\lambda = 35^0\,40'$ W	0,0	0,00000	0,0
28. „ „	$\varphi = 31^0\,48'$ S	$\lambda = 49^0\,40'$ W	6,8	0,00006	0,1
2. Okt. „	$\varphi = 42^0\,12'$ S	$\lambda = 59^0\,59'$ W	9,2	0,00008	0,1
5. „ „	Eingang zur Magelhaensstraße		11,4	0,00010	0,1
6. „ „	Magelhaensstraße (Princesa-I.)		10,0	0,00009	0,1
13. „ „	Bai von Corral		12,0	0,00010	0,1
15. „ „	Vor der Bai von Corral		11,0	0,00010	0,1

(Eingegangen 22. Januar 1909.)

Untersuchungen über die geschichtete positive Glimmlichtsäule.

(Antwort auf die Bemerkungen des Herrn E. Gehrcke[1]).)

Von R. Holm.

In meinem Autorreferat in dieser Zeitschrift[2]) habe ich allerdings mein Urteil über gewisse Untersuchungen falsch formuliert. Ich habe auch den Fehler begangen, mein erwähntes Referat nicht mit vollständigem Titel: „Experimentelle Untersuchungen über die geschichtete positive Glimmlichtsäule, insbesondere über das Schichtenpotential in H_2, N_2, He", zu benennen. Meine Hauptaufgabe war nämlich die, den Spannungsabfall innerhalb der positiven Schichten zu untersuchen. Meine Messungen von dem genannten Spannungsabfall erweitern beträchtlich das vorher sehr unvollständige Material. Auf vielerlei immer noch naheliegende und nötige Erweiterungen weise ich indessen selber im Schluß meiner Abhandlung hin.

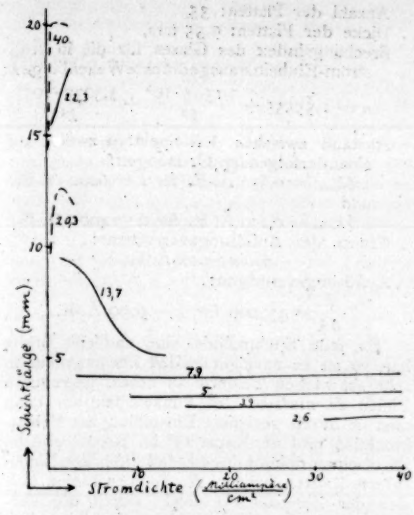
Besonders um die zu den hauptsächlichen Messungen gehörigen Umstände besser zu definieren, habe ich eine Reihe Größen nebenbei gemessen, unter anderen die Schichtenlänge. Die Literatur über Schichtenlängebeobachtungen vollständig aufzuzählen, habe ich nicht versucht; trotzdem kann sich Herr Gehrcke an meinen Literaturhinweisen[1]) leicht überzeugen, daß sein Eingehen auf ältere Arbeiten meinetwegen überflüssig gewesen ist.

Die nebenstehende Figur mag vielleicht Herrn Gehrcke interessieren. Sie gibt eine Abbildung des Gehrckeschen Diagramms, Fig. 3[2]), worin nach meinen Beobachtungen zwei Kurvenanfänge gestrichelt eingetragen sind. Das Diagramm bezieht sich auf den Gasdruck 1,14 mm. Die Rohrdurchmesser habe ich an den bezüglichen Kurven vermerkt.

Messungen verschiedener Forscher auf dem Gebiete des Elektrizitätsdurchgangs in Gasen passen oft nicht ganz einwandfrei zusammen. Eine wichtige Ursache[3]) dazu würde verschwin-

1) Diese Zeitschr. **9**, 702, 1908.
2) Diese Zeitschr. **9**, 558, 1908.

1) In den Abhandl. der Kgl. Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl., N. F. **8**, 2.
2) Ann. d. Phys. **15**, 521, 1904.
3) Die Verschiedenheit zwischen den ausgezogenen und gestrichelten Kurven der Figur hat einen anderen Grund.



den, wenn so experimentiert würde, daß man von einer vom Gase abhängigen untersuchten Größe behaupten könnte: Sie nähert sich asymptotisch diesem oder jenem Wert, wenn der Reinheitsgrad des Gases auf 100 Proz. zustrebt. In meinen fraglichen Untersuchungen habe ich mich nach diesem Prinzip etwas gerichtet, was aber bei früheren Potentialmessungen in der positiven Glimmlichtsäule, diejenigen Pentscheffs ausgenommen, nicht geschah.

Herr Gehrcke macht mich auf die Willowssche Ansicht, Doppelschichten kämen auch in reinem Gase vor, aufmerksam. Ich kannte Willows' Behauptung, habe sie aber nicht erwähnt, weil Willows in von *Hg* nicht gereinigtem Wasserstoff beobachtet hat. Wenn man, wie Willows[1]), vom ganzen Wasserstoffspektrum in der positiven Säule nur die Linien H_α, H_β und H_γ sieht, so ist man übrigens nicht berechtigt, den spektroskopischen Reinheitsgrad des Gases zu beurteilen.

1) Proc. Cambr. Phil. Soc. **10**, 309 Mitte, 1900.

(Eingegangen 22. Januar 1909.)

Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern.

Von S. Amano und H. Nagaoka.

Die seitens verschiedener Physiker angestellten bisherigen Experimentaluntersuchungen über den Zeemaneffekt erfolgten zumeist in Feldern von mehreren Tausend Gauß bis hinauf zu dem höchsten mit kräftigen Elektromagneten für gewöhnlich erreichbaren Werte. Beobachtungen in schwachen Feldern sind leider sehr spärlich, einerseits wegen der Schwierigkeit, feine Spektrallinien zu erhalten, und andererseits wegen der Notwendigkeit, Instrumente mit hoher Auflösungskraft zu verwenden. Gehrcke und v. Baeyer[1]) haben die Trennung der Trabanten der Quecksilberlinie $\lambda = 546{,}1\ \mu\mu$ in einem Felde von 535 Gauß gemessen. Das ist vielleicht die kleinste magnetische Feldstärke, die jemals bei der Beobachtung des Zeemaneffektes benutzt worden ist. Die genannten Forscher fanden indessen nicht die von der Theorie vorausgesagte Asymmetrie. Die Messung des Abstandes zwischen den getrennten Linien des Zeemantripletts in schwachen Feldern ist überaus wünschenswert, insofern als der Theorie zufolge der Betrag der Trennung sich hier langsamer ändern soll als in starken Feldern, in denen er nahezu direkt proportional der Magnetisierungsstärke ist.

Nach Voigt[2]) gelten für Licht, das sich senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien fortpflanzt, die Gleichungen

$$4\delta' = -\xi + \sqrt{4c^2\mathfrak{H}^2 + \xi^2},$$
$$4\delta'' = -\xi - \sqrt{4c^2\mathfrak{H}^2 + \xi^2}.$$

Hier sind δ' und δ'' der durch die Magnetisierung hervorgerufenen Wellenlängendifferenz proportional, und der Betrag der Trennung zwischen den äußeren Komponenten eines Tripletts ist demnach proportional $(\delta' - \delta'')$. ξ und c sind von der Natur des Mediums abhängige Konstanten, und $\mathfrak{H}$ ist die Feldstärke. Der Betrag der Trennung der Linien ist somit proportional der Größe

$$2(\delta' - \delta'') = \sqrt{4c^2\mathfrak{H}^2 + \xi^2}$$

und wird durch eine Hyperbel dargestellt. Ist $\mathfrak{H}$ genügend groß, so wird

$$\delta' - \delta'' = c\mathfrak{H},$$

und der Betrag der Trennung ist dann der Feldstärke direkt proportional. Genau genommen enthält der Ausdruck 4δ unter der Wurzel ein von der Schwingungsdämpfung abhängiges Glied.

Der Absorptionskoeffizient $\varkappa$ und der Brechungsexponent n sind durch die Gleichungen

$$n^2(1 - \varkappa^2) = 1 + \frac{\xi(P + \xi)}{2P},$$

$$2n^2\varkappa = \frac{\xi(P + \xi)}{2\Theta_1 P}$$

gegeben, in denen

$$P = \sqrt{4c^2\mathfrak{H}^2 + \xi^2}$$

1) Gehrcke und v. Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 399, 1906.
2) Voigt, Ann. d. Phys. (4) **1**, 378, 1900.

ist und Θ_1 eine von der Natur des Mediums abhängige Konstante darstellt.

Nach der vorstehenden Theorie ist also die Kurve, welche die anfängliche Verschiebung der äußeren Komponenten eines Tripletts darstellt, eine Hyperbel und nähert sich in starken Feldern asymptotisch einer Geraden. Bei schwacher magnetisierender Kraft ist die nach Rot hin gelegene Komponente heller als die nach Violett hin gelegene; mit zunehmender Kraft nähert sich die Intensität aber allmählich der Gleichheit. Überdies liegen die Linien ein wenig unsymmetrisch zur Mittellinie.

Bei unseren jetzigen Versuchen wurde das Magnetfeld mit Hilfe eines kleinen Elektromagnets hervorgerufen, dessen Polschuhe abgestumpft waren und sich unter einem Winkel von etwa 80° verjüngten. Der Durchmesser der einander zugekehrten Flächen betrug 1,2 cm und der Luftraum zwischen ihnen 6 mm. Der Magnetisierungsstrom wurde von Sammlern geliefert, und seine Stärke wurde mit einem Luftreibungsgalvanometer von Siemens gemessen, das zuvor mit Hilfe einer Thompsonschen Stromwage geeicht worden war. Die Funkenstrecke war in der Mitte zwischen den Polschuhen angeordnet. Die Feldstärke bei einer gegebenen Stromstärke wurde mittels einer flachen Spule gemessen, die durch ein empfindliches D'Arsonval-Galvanometer geschlossen war. Zur Vermeidung von Unregelmäßigkeiten im Werte der magnetisierenden Kraft infolge unvollkommener Entmagnetisierung hatten wir besondere Vorkehrungen getroffen, um den Strom allmählich abzuschwächen und seine Richtung umzukehren; das geschah in rascher Folge mit Hilfe eines durch ein Zahnrad getriebenen Umschalters. Der Magnet kann vollkommen entmagnetisiert werden; die Feldstärke ist daher bis auf wenige Gauß genau. Diese Vorsichtsmaßregel ist für die Beobachtung des Zeemaneffekts in schwachen Feldern unerläßlich. Mehrere Unregelmäßigkeiten bei den ersten Versuchen rührten, wie sich später herausgestellt hat, von der unvollkommenen Entmagnetisierung her.

Der Induktor von 35 cm Funkenlänge wurde mit einem Turbinenunterbrecher betrieben, und wir sorgten stets dafür, daß die Primärstromstärke während der Dauer der Beobachtung konstant blieb. In den Stromkreis der Funkenstrecke waren Leidener Flaschen und verstellbare Selbstinduktionen eingeschaltet; durch deren Regulierung war es im allgemeinen möglich, scharf bestimmte Spektrallinien zu erhalten.

Die Verschiebung der Linien wurde mittels eines von Hilger gelieferten Stufengitterspektroskops gemessen. Die Konstanten dieses Instrumentes waren:

Anzahl der Platten: 35,
Dicke der Platten: 9,35 mm,
Brechungsindex des Glases für die in Ångström-Einheiten ausgedrückte Wellenlänge λ:

$$n = 1{,}55555 + \frac{5{,}1595 \cdot 10^5}{\lambda^2} + \frac{3{,}3032 \cdot 10^{12}}{\lambda^4},$$

Abstand zwischen den Spektren zweier aufeinanderfolgender Ordnungen:

$\delta\lambda_{max} = 0{,}630$ Å.-E. für $\lambda = 6000$ Å.-E.
und
$\delta\lambda_{max} = 0{,}239$ Å.-E. für $\lambda = 4000$ Å.-E.,

Grenze des Auflösungsvermögens:

$\delta\lambda = 0{,}012$ Å.-E.,

Auflösungsvermögen:

$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 430000$ für $\lambda = 5000$ Å.-E.

Da jede Spektrallinie eine endliche Breite hat, so ist es unmöglich, den Zeemaneffekt in sehr schwachen Feldern an scharf getrennten Linien zu messen. Im Funkenspektrum kann man es durch geeignete Einstellung der Selbstinduktion und der Kapazität im Stromkreise im allgemeinen dahin bringen, daß die hellen Linien scharfe Kanten haben. An solchen Linien läßt sich der Zeemaneffekt leicht durch die Verbreiterung wahrnehmen, welche die Linie selbst in schwachen Feldern erfährt. Mißt man also die Breite der Linie, wenn sie hinreichend scharfe Ränder hat, so kann man den Effekt messen, obschon die Linien nicht getrennt werden. Bei einem Triplett soll nach der Theorie die Verschiebung der äußeren Komponenten der Feldstärke nicht direkt proportional sein. Will man die Natur des Effektes untersuchen, wenn die lineare Beziehung zur Feldstärke nicht erfüllt ist, so muß man notgedrungen zahlreiche Messungen bei verschiedenen Feldstärken vornehmen. Zu diesem Behufe nahmen wir von dem üblichen Verfahren, die Linien zu photographieren, Abstand und maßen die Breite der durch das Übereinandergreifen der äußeren Komponenten gebildeten Linie mit Hilfe eines Mikrometers von Repsold.

Die Mikrometerteilung wurde bei jedem Versuch durch Messung des Abstandes zwischen zwei aufeinanderfolgenden Spektren geeicht. Bei $\lambda = 5835$ Å.-E. entsprach ein Mikrometerteil 0,0044 Å.-E. Wenn die Ränder der Linie scharf begrenzt waren, so betrug der mittlere Fehler bei fünf Beobachtungen an jeder Linie für gewöhnlich weniger als einen Mikrometerteil. Da die Empfindlichkeit des Auges bei den einzelnen Beobachtern verschieden ist, so gingen die Angaben der beiden Beobachter über die Breite der Linie etwas auseinander; der Betrag der Verbreiterung stimmte aber innerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen überein. Durch ein vor das Okular gesetztes kleines Wollastonsches Prisma zerlegten wir die Komponenten

in solche, die parallel, und solche, die senkrecht zur Feldrichtung polarisiert waren. Wir konnten somit alle Linien zugleich in zwei verschiedenen Gruppen beobachten.

Von den verschiedenen Linien der gewöhnlichen Metalle waren die Goldlinien $\lambda = 6276$ Å.-E. und $\lambda = 5835$ Å.-E. für die Messung der Verbreiterung besonders geeignet, da sie bemerkenswert scharfe Ränder haben. Die Beobachtungen des Effektes, die wir beide an verschiedenen Tagen ausgeführt haben, stimmen nahezu überein und sind in den nachstehenden Figuren veranschaulicht. Fig. 1 zeigt die Trennung der äußeren Komponenten des Tripletts bei $\lambda = 6276$ Å.-E. Die Verbreiterung ist bereits in einem Felde von 240 Gauß meßbar; bei Steigerung der Magnetisierungsstärke erfolgt die Trennung ziemlich langsam, nimmt aber allmählich zu, so daß die Kurve für die Beziehung zwischen der Feldstärke $\mathfrak{H}$ und dem Betrag der Trennung der äußeren Komponenten, $\delta\lambda' - \delta\lambda''$, leicht konvex gegen die $\mathfrak{H}$-Achse ist. Bei einem Felde von 5000 Gauß geht die Kurve asymptotisch in eine Gerade über. Es zeigt sich auch eine leichte Krümmung in der Kurve bei $\mathfrak{H} = 3000$ Gauß. Diese Unregelmäßigkeiten beruhen vermutlich auf einer Asymmetrie in der Intensität der Komponenten; in schwachen Feldern ist die eine Komponente heller als die andere, und zwar sind sie einigermaßen komplementär; in starken Feldern gleicht sich aber die Intensität aus. Das vorliegende Verfahren, bei dem der Zeemaneffekt aus der Messung der Verbreiterung der übereinandergreifenden Linien bestimmt wird, leidet also an einer geringen Unsicherheit, die von der verschiedenen Helligkeit der Komponenten herrührt. Diese Unsymmetrie wird zu geringen Abweichungen von den Werten führen, die man aus Messungen an deutlich getrennten Linien erhält, und wird die Erklärung für die oben erwähnten Unregelmäßigkeiten geben. Ein ähnliches Verhalten zeigt die Kupferlinie $\lambda = 5105$ Å.-E., die gleichfalls in ein Triplett zerlegt wird (siehe Fig. 2).

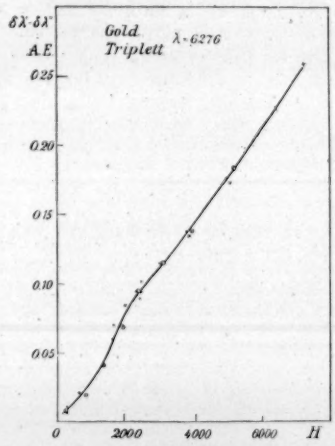


Fig. 1.

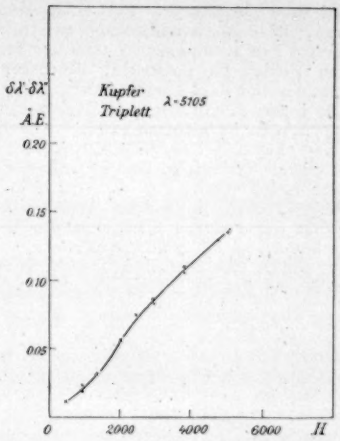


Fig. 2.

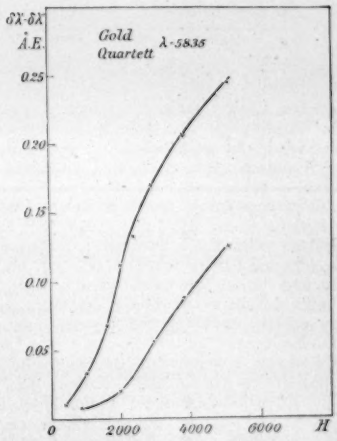


Fig. 3.

Bei dem Quartett $\lambda = 5835$ Å.-E. sind die Kurven, die den Zusammenhang zwischen der Trennung der Komponenten und der magnetischen Feldstärke darstellen, deutlicher gekrümmt als bei dem Triplett (siehe Fig. 3).

Die innere Komponente der Magnesiumlinie $\lambda = 5172$ Å.-E. ist nicht so scharf wie die Goldlinie $\lambda = 5835$ Å.-E., aber die Abweichung vom geradlinigen Verlauf ist in der Kurve Fig. 4 deutlich ersichtlich.

Bedenkt man, in welcher Weise sich die Intensität der äußeren Komponenten des Tripletts ändert, so ist es klar, daß in sehr schwachen Feldern die eine Komponente kaum zu sehen ist, so daß die Breite der übereinander-

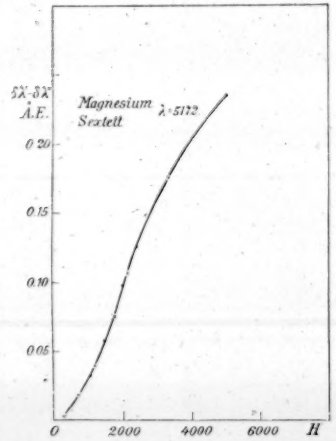


Fig. 4.

gelagerten Linien kleiner erscheinen muß, als sie in Wirklichkeit ist. Mit zunehmender Feldstärke wird die schwächere Komponente allmählich heller, und die Kante der Linie wird deutlich sichtbar, aber nicht in solcher Lage, daß sie genau symmetrisch zu der anderen ist. Die hellere Linie wird offenbar etwas breiter erscheinen als die schwächere; infolgedessen muß sich der Effekt aus der Messung der Verbreiterung der übereinandergreifenden Linien, die man durch Verringerung der anfänglichen Breite erhält, etwas größer ergeben, als er in Wirklichkeit ist.

Es erscheint weiter durchaus wahrscheinlich, daß die Breite der Linien, ehe diese ihre endgültige Intensität erlangen, einen Höchstwert erreichen und dann langsam einem stetigen Werte zustreben wird. Bei den verschiedenen Linien, die wir untersucht haben, fanden wir, daß die Breite der Komponenten bei der Trennung unter der Einwirkung einer hinreichenden magnetischen Feldstärke nicht verschieden ist und immer denselben Wert beibehält wie bei der Feldstärke null. Auf dieser Stufe ist der Intensitätsunterschied mit dem Auge nicht mehr wahrnehmbar. Wenn ein derartiges Maximum in Feldern auftritt, bei denen in den verschiedenen bereits wiedergegebenen Figuren eine geringe Krümmung auftritt, so wird die Kurve, die den Zusammenhang zwischen $\delta\lambda$ und $\mathfrak{H}$ darstellt, in schwachen Feldern stärker gekrümmt sein und schließlich in eine Gerade übergehen. Die Kurve, die den Zeemaneffekt in einem Triplett darstellt, ist somit höchstwahrscheinlich eine Hyperbel, wie dies Voigt vorausgesagt hat.

Die Asymmetrie in bezug auf die Mittellinie ist bisher noch nicht untersucht worden.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. Dezember 1908.)

Eine allgemeine Formel für gesättigte Dämpfe.

Von O. Pilling.

In der bekannten Gleichung von van der Waals, $p + P = RT/(v-b)$, bedeutet p den äußeren, P den Molekulardruck, v das Volumen der Gewichtseinheit, T die absolute Temperatur, R und b Konstanten. Die Gleichung soll der Theorie nach für Flüssigkeiten ebensowohl als für gesättigte Dämpfe gelten. Beide wurden dabei als kontinuierliche Massen aufgefaßt, und diese Auffassung ist deshalb berechtigt, weil es sich stets um Mittelwerte handelt, d. h. um Summen einer sehr großen Zahl von Werten, dividiert durch diese Werte selbst.

Wenn dies gestattet ist, dann wird auch die Übergangsschicht von Flüssigkeit zu gesättigtem Dampfe so angesehen werden können, als ob in ihr die Dichte sich nicht sprungweise, sondern kontinuierlich, aber sehr schnell änderte, und zwar von einem Werte, welcher der Dichte in der Flüssigkeit entspricht, bis zu einem zweiten, entsprechend der Dichte im gesättigten Dampfe.

Die Dichte würde demnach unter dem Einflusse der Molekularkräfte von der Flüssigkeit nach dem Dampfe zu abnehmen, so wie in analoger Weise der Luftdruck mit der Höhe abnimmt, und so, wie hier sich eine Beziehung zwischen Druckabnahme und Höhe finden läßt, wird man auch in ersterem Falle eine Gleichung für den Molekulardruck aufstellen können.

Bei dem Luftdruck geht man von einer Druckzunahme ∂p bei einer Höhenabnahme ∂z aus, erstere wird bestimmt durch das Gewicht einer Luftschicht von der Dicke ∂z und durch

den hierdurch hervorgerufenen Druck auf die Flächeneinheit, ist also abhängig vom spezifischen Volumen. Letzteres läßt sich aber nach dem Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz durch Druck und Temperatur ausdrücken und man kann leicht integrieren.

In unserm Falle kann man so nicht verfahren. Zunächst gilt für Flüssigkeiten nicht das Mariottesche Gesetz, sondern die Gleichung von van der Waals; dazu kommt aber noch ein weiteres Bedenken. Bei der Berechnung des Luftdrucks wird nur das spezifische Gewicht in Betracht gezogen, d. h. die Menge der Moleküle in der Raumeinheit, man müßte aber eigentlich auch die Beschleunigung, welche diese Teilchen durch die Schwere erhalten, in Rechnung ziehen. Hierdurch erhalten die fallenden Moleküle einen Zuwachs von kinetischer Energie, der einen Einfluß auf die Temperatur haben müßte. Bei der Berechnung des Luftdrucks wird dies belanglos sein, schwerlich aber in unserm Falle, wo die Kraft, die den sehr hohen Molekulardruck hervorruft, sehr groß ist und durch eine nur sehr kleine Strecke, nämlich in der Übergangsschicht von Flüssigkeit zu gesättigtem Dampfe, wirkt. Deshalb geht man besser nicht von der Druckabnahme, sondern vom spezifischen Volumen aus.

Hierbei soll selbstverständliche Voraussetzung sein, daß wenn man ein Blech in eine ruhende Flüssigkeit bringt, der Druck auf Vorder- und Hinterseite desselben gleich sein muß. Ebenso muß, wenn man sich eine Ebene durch die Flüssigkeit gelegt denkt, der Druck auf die eine Seite denselben Wert haben, wie auf die andere, weil sonst kein Gleichgewicht herrschen könnte, vielmehr die Massen in der Richtung des stärksten Druckes weggedrängt werden müßten.

Denkt man sich nun in einem Gefäß unten Wasser, oben gesättigten Dampf, so müßte nach dieser Auffassung in jedem Raumelement der Grenzschicht das spezifische Volumen einen bestimmten Durchschnittswert besitzen. Überall würde die van der Waalssche Gleichung gelten, nur würde P und v rasch in der Grenzschicht von unten nach oben beziehungsweise ab- und zunehmen.

Ist die Grenzschicht der XY-Ebene parallel, dann würden sich v und P als Funktionen von z darstellen lassen. Liegt der Endpunkt einer Ordinate z im Innern der Grenzschicht, dann lege man eine Ebene A parallel zur XY-Ebene, ebenso eine zweite B parallel mit ihr durch den Endpunkt der Ordinate $z+\partial z$, und eine dritte C ebenso durch den Punkt $z-\partial z$.

Dann bilden die drei Ebenen zwei Schichten, in der zwischen A und B liegenden sei das spezifische Volumen v_1, in der zwischen A und C liegenden v_2, so daß $v_1 > v_2$ wäre.

Dann müßte der Druck auf die Ebene A von oben bezeichnet werden durch $P+p = RT/(v_1-b)$, und der Druck auf dieselbe Ebene von unten durch $P+p = RT/(v_2-b)$.

Man sieht dann sofort, daß, wenn $P+p$ gleich sein soll, T in beiden Fällen etwas verschieden sein muß, daß also hier die Beschleunigung durch die Molekularkräfte berücksichtigt werden muß. Die Molekularkraft fällt in unserm Falle in die Richtung der Z-Achse und wirkt nach dem Innern der Flüssigkeit hin. Im Innern selbst, sowohl der Flüssigkeit als auch des Dampfes, verschwindet sie, da dort nach allen Seiten die anziehenden Massen und ihre Entfernungen gleiche Verteilung haben; demnach ist sie nur in der Grenzschicht wirksam.

Nun ist: $RT = {}^1/_3 n \cdot mc^2$, wobei n die Zahl der Moleküle in der Gewichtseinheit (1 kg) und ${}^1/_2 mc^2$ die mittlere lebendige Kraft, c^2 den Mittelwert von den Quadraten der Geschwindigkeit des Schwerpunkts eines Moleküls bezeichnete.

Wird nun ein Molekül durch die Molekularkraft Z beeinflußt, und wirkt diese beschleunigend durch die Strecke ∂z, so ist der Zuwachs von mc^2 hierdurch $= 2Z\partial z$. Diesen Zuwachs erhält aber nur die oberste der zwischen z und $z+\partial z$ befindlichen Massen, die unterste erhält gar keinen, demnach ist der mittlere Zuwachs nicht $2Z\partial z$, sondern nur $Z\partial z$.

Dann ist aber die Zunahme von nmc^2 durch den Molekulardruck $= nZ\partial z$ und der von RT ist $nZ\partial z/3$.

Dann hätte man für den Druck von oben (vom Dampfe nach der Flüssigkeit) auf die Ebene A:

$$P+p = (RT + {}^1/_3 Z\partial z)/(v_1-b)$$

und für den Druck von unten ebenso

$$P+p = (RT - {}^1/_3 Z\partial z)/(v_2-b),$$

folglich:

$$RT\{1/(v_1-b) - 1/(v_2-b)\} = -\frac{nZ\partial z}{3}\{1/(v_1-b) + 1/(v_2-b)\},$$

oder

$$RT\frac{\partial\, 1/(v-b)}{1/(v-b)} = -\frac{2nZ\partial z}{3}$$

oder

$$ln\frac{V-b}{v-b} = {}^2/_3 \frac{n}{RT} \int Z\partial z.$$

Hierbei würde V das spezifische Volumen des Dampfes, v dasjenige der Flüssigkeit bedeuten, dann würde die Integration von $\int Z\partial z$ sich von einem Punkte im Innern der Flüssigkeit bis auf einen Punkt im Innern des Dampfes beziehen.

Dann ist aber $\int Z\partial z$ die Energiezunahme, die ein Molekül erhält, wenn es aus dem Dampfe in die Flüssigkeit gebracht wird, und $n\int Z\partial z$ wird sich in derselben Weise auf die Gewchtseinheit beziehen.

Ist nun r die Wärme, die man durch Kondensation von 1 kg Dampf erhält, oder, was dasselbe ist, die Verdampfungswärme, so ist sie ein Maß für die oben erwähnte Energie und man hat:

$$r = A \cdot n f Z \partial z,$$

wobei $A = 1/424$. Also ist auch

$$ln \cdot \frac{V-b}{v-b} = 2r/3ART.$$

Bei der Integration wurde vorausgesetzt, daß weder R noch b noch T in der Grenzschicht sich ändern, was jedenfalls für T zutrifft.

Bezeichnet man nun weiter mit P_1 und P_2 die Molekulardrucke im Dampfe und in der Flüssigkeit, so ist, wenn p den äußeren Druck bedeutet,

$(P_1+p)(V-b) = RT$ und $(P_2+p)(v-b) = RT$.

Bei nicht zu hohem äußerem Druck verschwindet aber b gegen V, ebenso P_1 gegen p und wieder p gegen P_2. Dann hätte man

$$pV = RT \text{ und } P_2(v-b) = RT.$$

Setzt man dies ein, und schreibt man einfach P für P_2, so hat man:

$$ln\, P/p = 2r/3ART.$$

Für P hat van der Waals den Ausdruck a/v^2 gegeben, wobei a eine Konstante sein sollte. Da nun v sich bei nicht zu hohem Druck nur sehr wenig ändert, dagegen p außerordentlich schnell mit der Temperatur wächst, so kann man im Vergleich zu p P als konstant ansehen, man erhält dann

$$2r/3ART = c - ln\, p.$$

Ferner ist $ART = 2T/M$ (M ist das Molekulargewicht = 2 für Wasserstoff), also:

$$c - ln\, p = \frac{rM}{3T}.$$

Die Gleichung

$$2r/3ART = rM/3T = ln\, P/p$$

würde sich prüfen lassen, wenn man den Wert von P wüßte.

Nun bestimmt man bekanntlich $a\,(P = a/v^2)$ aus den kritischen Daten. Letztere sind aber nur für wenige Flüssigkeiten bekannt und außerdem hat es sich gezeigt, daß a sich ziemlich stark mit der Temperatur verändert. Man muß also versuchen, a, und damit $P = a/v^2$, auf andere Weise zu bestimmen.

Nun findet sich eine Beziehung von a zur Verdampfungswärme angegeben in Nernsts theoretischer Chemie (Ausg. von 1893, S. 204). Die Gleichung lautet:

$$\lambda - p(v_0 - v_0') = a\,(1/v_0' - 1/v_0),$$

wobei λ die Verdampfungswärme, p den äußeren Druck, v_0 und v_0' die spezifischen Volumina von Dampf und Flüssigkeit bedeuten. Man erhält sie so, daß man setzt $P = a/v^2$ und integriert, so daß $\lambda = \int (P+p)\,\partial v = \int \left(p + \frac{a}{v^2}\right) \partial v$.

Aber auch diese Gleichung gibt zu Bedenken Anlaß. Ganz abgesehen davon, daß es fraglich ist, ob man die gegenseitige Anziehung der Moleküle so ansehen kann, als ob wirklich ein äußerer Druck auf ihnen bezw. auf der Flüssigkeit lastete, bedeutet $\int \frac{a}{v^2} \partial v$ eine Summe von unendlich vielen Gliedern, von denen beim ersten v' das spezifische Volumen der Flüssigkeit, beim letzten das des Dampfes bezeichnet. Eine solche Summe kann man sich physikalisch nur dann bilden, wenn man die Flüssigkeit im geschlossenen Raume bis zum kritischen Punkt erhitzt und dann unter passender Wärme- und Druckveränderung wieder auf die Anfangstemperatur und auf das Volumen des Dampfes bringt. Wenn man nun den Dampf kondensiert, also alles wieder in den Anfangszustand bringt, so muß die Kondensationswärme vermindert und die zu äußerer Arbeit verwendete allerdings gleich $\int P \partial v$ sein; aber letzteres braucht nicht dasselbe zu sein, wie $a\,(1/v_0' - 1/v_0)$. Denn erstens wirken die Molekularkräfte keineswegs nur an der Oberfläche, sondern auch im Innern einer Flüssigkeit, nur machen sie sich dort nicht bemerkbar, weil die Massen gleiche Verteilung haben. Wenn aber das Volumen wächst, die Massenteilchen sich demnach voneinander entfernen, so ist es fraglich, ob dies nicht mit zu berücksichtigen ist. Jedenfalls aber durchläuft a und v vom Anfangswert bis zum kritischen Punkt eine Reihe von Werten bei sehr verschiedener Temperatur. Da nun aber a nicht konstant bleibt, da sogar verschiedene Werte von P angegeben werden (Clausius z. B. setzt $P = a/(v+b)^2 T$), so ist die Richtigkeit der obigen Gleichung durchaus unkontrollierbar.

Auf andere Weise kann man vielleicht, ohne diese Bedenken, zu einer Beziehung zwischen latenter Wärme und P kommen.

In einer unbegrenzten Wassermenge, über der sich gesättigter Dampf befindet, und bei der wieder die Oberfläche mit der XY-Ebene zusammenfalle, liege das Raumelement $\partial x \partial y \partial z$ am Ende einer Ordinate $z = z_1$. Die Dichtigkeit in ihm sei s_1, dann wird die in dem Element befindliche Masse durch die umliegenden Massen nach oben und nach unten hingezogen. Liegt nun eine Schicht von der Dicke ∂z und von z_1 um h entfernt oberhalb, parallel zur XY-Ebene, und ist die Dichte dort s_2, so wird die Anziehung sich darstellen lassen durch

$$\partial x \partial y \partial z \cdot s_1 \cdot \varphi(h) s_2 \cdot \partial h.$$

Liegt eine zweite Schicht ebenfalls vom Element um h entfernt unterhalb und parallel

zur ersten, und ist die Dichte dort s_3, so ist die Beziehung $= \partial x \partial y \partial z\, s_1\, \varphi(h)\, \partial h\, s_3$. Demnach die algebraische Summe der beiden

$$= \partial x \partial y \partial z\, s_1\, (s_1 - s_2)\, \varphi(h)\, \partial h.$$

Man erhält sofort die Anziehung aller Schichten, wenn man von den Grenzen des Elements bis ∞ integriert, bezeichnen wir sie durch $A^2 A$, so ist $A^2 A = \partial x \partial y \partial z\, s_1 \int (s_3 - s_2)\, \varphi(h)\, \partial h$, der Druck auf die Fläche $\partial x \partial y$, und der Druck auf die Flächeneinheit, er heiße AA, soweit er herrührt von der Anziehung auf die Schicht am Ende von $z = z_1$ ist $AA = \partial z\, s_1 \int (s_3 - s_2)\, \varphi(h)\, \partial h$. Das Integral hat aber eine weitere Bedeutung. Wenn man die Anziehung nicht auf die in einem Raumelement befindlichen Massen, sondern auf eine beliebige Masse $\partial \mu$, am Ende der Ordinate $z = z_1$, bezieht, so ist $\partial \mu \cdot \partial z \int (s_3 - s_2)\, \varphi(h)\, \partial h$ die Arbeit, die $\partial \mu$ leisten muß, wenn es die Strecke ∂z durchläuft.

Der Gesamtdruck P wird erhalten, wenn man die Anziehung aller Schichten addiert, also

$$P = \int_a^b \partial z\, s_1 \int \varphi(h)\, \partial h\, (s_3 - s_2),$$

wobei a und b Punkte im Innern der Flüssigkeit und des Dampfes bezeichnen, wo die Dichte konstant ist; und das Integral $\partial \mu \int_a^b \partial z \int \varphi(h)\, \partial h\, (s_3 - s_2)$ bezeichnet die Arbeit, die aufzuwenden ist, wenn $\partial \mu$ unter Einfluß der Molekularkräfte aus der Flüssigkeit in den Dampf gebracht wird. Für ein 2., 3. Teilchen wird die Arbeit durch dasselbe Integral ausgedrückt werden können, also auch für ihre Summe. Setzt man diese Summe gleich der Gewichtseinheit, so entspricht der durch das Integral ausgedrückten Arbeit die sogenannte, in der Regel mit ϱ bezeichnete innere latente Wärme, die man erhält, wenn man von der Verdampfungswärme den auf die äußere Arbeit fallenden Betrag abzieht. Man hat dann, wenn $A = 1/424$,

$$\varrho = A \int_a^b \partial z \int \varphi(h)\, h\, (s_3 - s_2)$$

(ϱ ist die sogenannte innere latente Verdampfungswärme).

Auf das zuerst betrachtete Element werden aber nur die in allernächster Nähe befindlichen Massen einwirken, dann wird man s_3 und s_2 durch s_1 und h nach den bekannten Reihen ausdrücken können. Man hat dann:

$$s_2 = s_1 + h \cdot \partial s_1/\partial z + h^2\, \partial^2 s/1 \cdot 2\, \partial z_2$$

und

$$s_3 = s_1 - h\, \partial s_1/\partial z + h^2\, \partial^2 s/1 \cdot 2\, \partial z^2,$$

also

$$s_2 - s_3 = 2h\, \partial s_1/\partial z + \frac{2h^3}{1 \cdot 2 \cdot 3}\, \partial^3 s_1/\partial z^3 \cdots$$

und

$$P = -2 \int_a^b \partial z_1 \cdot \left\{ \frac{\partial s_1}{\partial z} \int \varphi(h) h + \frac{\partial^3 s_1}{\partial z^3} \frac{1}{1 \cdot 2 \cdot 3} \int \varphi(h) h^3 \partial h \right\} \cdot$$

Die Integrale $\int \varphi(h) h\, \partial h$ usw. waren zu nehmen von einem Punkte an den Grenzen des zuerst betrachteten Elementes bis ∞, sie sind also von s unabhängig und würden sich integrieren lassen, wenn $\varphi(h)$ bekannt wäre. Jedenfalls haben sie einen bestimmten von s unabhängigen Wert, können also als Konstanten angesehen werden. Da ferner in a und b die Dichte konstant sein sollte, so verschwinden für diese Punkte alle Differentialquotienten von s und dann auch alle Integrale von der Form

$$\int_a^b s\, \partial^3 s/\partial z^3\, \partial z \cdots\cdots$$

Letzteres läßt sich nämlich integrieren, man hat

$$\int s\, \partial^3 s/\partial z^3\, \partial z = s\, \partial^2 s/\partial z^2 - \int \partial s/\partial z\, \partial^2 s/\partial z \cdot \partial z$$
$$= s\, \partial^2 s/\partial z^2 - 1/2\, (\partial s/\partial z)^2$$

und ebenso lassen sich alle übrigen Integrale dieser Art durch partielle Integrationen entwickeln. Bezeichnet man nun $-\int \varphi(h) h \cdot \partial h$ mit K, so ist

$$P = 2 \int_a^b s_1\, \partial z \cdot \frac{\partial s_1}{\partial z} \cdot K = K \cdot (s_f^2 - s_d^2),$$

ebenso $\qquad \varrho = 2A \cdot K (s_f - s_d)$,

wobei s_f die Dichte in der Flüssigkeit, s_d die im Dampfe sein soll.

Dann ist

$$P = \varrho\, (s_f + s_d)/2A = \frac{\varrho}{2A} \left(\frac{1}{v} + \frac{1}{V} \right),$$

wenn v und V die spezifischen Volumina von Flüssigkeit und Dampf bezeichnen, und da in der Regel V sehr groß gegen v ist, so hat man nach $2AP \cdot v = \varrho$, eine Gleichung, die demnach von der bei Nernst angegebenen verschieden ist.

Für Wasser hat man nun, wenn alles in Metern und Kilogrammen ausgedrückt wird, beim Siedepunkte

$$\varrho = 496 \cdot 424 \text{ kg/m}, \quad v = 1{,}043 \cdot 10^{-3} \text{ cbm/kg},$$

also

$$P = \frac{496 \cdot 424}{2 \cdot 1{,}043 \cdot 10^{-3}}, \quad \log P = 8{,}00356.$$

P läßt sich auch auf andere Weise bestimmen. Setzt man nach van der Waals $P = a/v^2$, so hat man: $a = \varrho v/2A$, demnach müßte ϱv konstant sein. Das ist aber nicht der Fall, vielmehr nimmt ϱv ziemlich stark ab. Für Wasser ist:

bei	$t =$	0	50	100	150	200
$a = \varrho v/2 =$		287	271	258	248	241
$aT^{1/3} =$		1860	1860	1850	1860	1880

Für Äther ist bei

$t = v\varrho = 86{,}5$, $\varrho T^{1/3} = 561$; bei $t = 100$ ist $\varrho \cdot v_{100}/v_0 = 82{,}4$ und demnach $vT^{1/3} = 593$.

Also nicht ϱv, sondern das Produkt $\varrho v T^{1/3}$ ist konstant, demnach wäre für Wasser $P = c/v^2 T^{1/3}$, wobei nun c eine wirkliche Konstante ist; man

hätte dann $c(v-b) = RT^{1/3}v^2$ für Wasser. Die Gleichung scheint aber auch für die anderen Flüssigkeiten, mit Ausnahme des Quecksilbers, bei dem a und b wirkliche Konstanten sind, zu gelten. Differentiiert man die letzte Gleichung, so erhält man:

$$c\,\partial v/\partial T = R\,2v\,T^{1/3}\cdot\partial v/\partial T + {}^4/_3 Rv^2 T^{-1/3}$$

oder

$$c = Rv\,T^{1/3}\left\{2T + {}^4/_3 v\Big/\frac{\partial v}{\partial T}\right\}.$$

Man könnte aus beiden Gleichungen b und c finden und mit den aus den kritischen Werten erhaltenen vergleichen. Bei einer Reihe von Flüssigkeiten ist auch unter Voraussetzung, daß $a = c/T^{1/3}$ ist, die Übereinstimmung befriedigend.

Wenn für Wasser $\varrho v\,T^{1/3}$ konstant ist, man also setzen kann $\varrho\cdot T^{1/3} = \frac{m}{v}$, dann erhält man durch Differentiation

$$-\frac{m}{v^2}\frac{\partial v}{\partial T} = T^{1/3}\frac{\partial \varrho}{\partial T} + \frac{\varrho}{3}T^{-2/3}$$

und wenn $\frac{\partial v}{\partial T} = 0$, so ist auch $\frac{\partial \varrho}{\partial T} + \frac{\varrho}{3T} = 0$.

Nun ist $\frac{\partial v}{\partial T} = 0$ für $t = 4^0$ und $T = 277$. Ferner ist für diesen Punkt $\varrho = 572$, also

$$\partial\varrho/\partial T = -572/3\cdot 277 = -0{,}688,$$

während für $\partial\varrho/\partial T$ angegeben wird der Wert $-0{,}791$.

Für P erhält man, da $P = c/v^2 T^{1/3}$ sein soll,

$$P = \frac{R}{v}\left\{2T + {}^4/_3 v\Big/\frac{\partial v}{\partial T}\right\}.$$

Für Wasser beim Siedepunkt ist aber

$$R = 424{,}9;\quad v = 1{,}043\cdot 10^{-3},\quad T = 373,$$
$$\partial v/\partial T = 0{,}000755\cdot 10^{-3},$$

also

$$P = \frac{424\cdot 10^3}{9\cdot 1{,}043}\left\{746 + {}^4/_3\,\frac{1{,}043}{0{,}000753}\right\}$$
$$\log P = 8{,}06781.$$

Von den beiden so erhaltenen Werten, die immerhin Übereinstimmung zeigen,

$$\log P = 8{,}00356 \quad\text{und}\quad \log P = 8{,}06781,$$

ist der erste der zuverlässigste. Denn bei der Differentiation der Gleichung $c(v-b) = Rv^2 T^{1/3}$ ist ohne weiteres angenommen worden, daß auch b konstant sei.

Mag das nun im großen und ganzen auch der Fall sein, so ist nicht zu übersehen, daß auch eine sehr kleine Änderung unter Umständen, bei der meist geringen Änderung von v, stark ins Gewicht fallen kann.

Wählt man den ersten Wert, so ist

$$\log P/p = 8{,}00356 - 4{,}01410 = 3{,}98946,$$

da p beim Siedepunkt $= 10330$ kg/qm.

Die Gleichung auf Seite 164 war

$$rM/3\,T = ln\,P/p = \frac{\log P/p}{\log e}.$$

Beim Wasser ist beim Siedepunkt: $M = 18$, $T = 373$, also

$$r = \frac{3\cdot 373}{18}\cdot\frac{3{,}98946}{0{,}43424} = 571,$$

während in den Physikbüchern für r der Wert 539 angegeben wird.

Auch bei anderen Flüssigkeiten stimmen die so berechneten Werte mit den beobachteten, manchmal sogar noch besser, überein.

So ist z. B. für Alkohol bei 40° C: $r = 238$, $\varrho = 223$, $p = 134$ mm Quecks., also

$$p = \frac{134}{760}\cdot 10330 \text{ kg/qm},\quad 1/v = 0{,}8\cdot 10^{-3},\quad T = 313.$$

Hieraus, da $M = 46$,

$$P = \frac{424}{2}\cdot 223\cdot 10^3\cdot 0{,}8,$$
$$\log P = 7{,}57773,\quad \log p = 3{,}26457$$

und
$$r = \frac{3\cdot 313}{46}\cdot\frac{4{,}313}{0{,}43424} = 202.$$

Die Differenz beträgt hier 36.

Bei Äther hat man bei 90° $r = 80$, die Rechnung ergibt $r = 77$.

Die Differenzen zwischen den beobachteten und den berechneten Werten sind erklärlich genug. Bei Entwickelung der Gleichung

$$rM/3\,T = ln\cdot P/p$$

wurde beim Integrieren R als konstant angesehen. R hängt aber vom Molekulargewicht ab, sieht man es als konstant an, so heißt das, die Beschaffenheit der Moleküle in Flüssigkeit und Dampf ist dieselbe; man ist aber nicht in der Lage zu entscheiden, ob nicht etwa in der Flüssigkeit zusammengesetzte Moleküle vorkommen, welche den Wert von R verändern würden.

Die Gleichung $rM/3\,T = c - ln\,p$ (Seite 164), welche vom Verfasser bereits in einem Programm „Über die Größe der Moleküle in Flüssigkeiten" 1886 aufgestellt worden ist, läßt sich mit der bekannten Gleichung

$$r/ART = T/p\cdot\partial p/\partial T,$$

(eigentlich: $r/V = AT/\frac{\partial p}{\partial T}$, wobei V das spezifische Volumen des gesättigten Dampfes ist)

kombinieren. Man hat dann:

$$r/ART = \frac{T}{p}\frac{\partial p}{\partial T} = C_1 - {}^3/_2\,ln\,p.$$

Hieraus erhält man:

$$C_1 - {}^3/_2\,ln\,p = C_2 T^{-3/2} = r/ART.$$

Für den Siedepunkt ist $p = 1$, wenn es in Atmosphären ausgedrückt wird, und man hat:

$$C_1 = C_2 T_s^{-3/2} = r_s/ART_s = r_s M/2\,T_s,$$

wenn T_s die absolute Temperatur beim Siedepunkte, M das Molekulargewicht (= 2 für Wasserstoff), r_s die latente Verdampfungswärme beim Siedepunkt bezeichnet.

Dann ist:

$$r_s/ART_s - {}^3/_2 ln\, p = \frac{r_s}{ART_s}\cdot\left(\frac{T_s}{T}\right)^{5/2} = r/ART$$

oder:

$$(T_s/T)^{5/2} = \left\{1 - \frac{3ART_s}{2\log e\, r_s}\log p\right\}$$

$$= 1 - \frac{3\cdot T_s}{\log e\, M\cdot r_s}\log p$$

oder

1. $T_s/T = (1 - m\log p)^{2/5}$,

wenn $m = 3\,T_s/\log e\, r_s\, M$,

und 2. $(T_s/T)^{5/2} = \dfrac{r/ART}{r_s/ART_s}$ oder $r/r_s = (T_s/T)^{5/2}$

oder 2. $rT^{5/2} =$ konst.

In der ersten Formel $T_s/T = (1 - m\log p)^{2/5}$ läßt sich m leicht berechnen für $p = 10$ (Atmosphären). Man erhält für

Wasser	Alkohol	Aceton
$\log m =$ 0,40312−1	0,39261−1	0,47465−1
Chloroform	CS_2	**Quecksilber**
$\log m =$ 0,48683−1	0,50542−1	0,45185−1

Äther

$\log m =$ 0,45223−1.

Legt man diese Werte obiger Gleichung zugrunde, so stimmen die berechneten und beobachteten Ziffern fast genau überein. Man hat

für Wasser:

$p =$	2	4	6	8	9
t berechnet	121	143,4	158,7	170,4	175,4
t beobachtet	120,6	144,0	159,2	170,8	175,8

für Quecksilber:

$p =$	2	5	7	9
t berechnet	396,7	457,2	485,7	503,3
t beobachtet	397,3	458,3	483,7	505,1

für Äther:

$p =$	2	4	7	9
t berechnet	53	80	102,5	114
t beobachtet	55,8	80,2	103,0	114,3

für Alkohol:

$p =$	3	5	8	9
t berechnet	108,9	125,6	142,7	147,2
t beobachtet	180,8	125,5	142,6	147,3

für Aceton:

$p =$	2	4	7	9
t berechnet	77,6	102,8	126,6	138,7
t beobachtet	78,0	103,3	126,9	138,8

für Chloroform:

$p =$	2	4	7	9
t berechnet	82,4	108,7	134	146,6
t beobachtet	82,6	109,0	134,1	146,7

für Schwefelkohlenstoff:

$p =$	2	4	8	9
t berechnet	68,6	95,3	127,8	134,1
t beobachtet	69,3	96,2	128,3	134,3

Die Konstante m in Gleichung 1 (vorige Spalte) war: $m = 3\,T_s\left(\log e^{\frac{r_s M}{T_s}}\right)$, also:

$$\log m = \log(3\log e) - \log\frac{r_s M}{T_s}$$

$$= 0{,}83934 - \log r_s/M\,T_s.$$

Aus den gefundenen Werten von m läßt sich also $r_s/M\,T_s$ berechnen; man hat dann:

für	Wasser	Äther	Alkohol	Aceton	Chloroform
$r_s/M\,T_s =$	27,3	22,8	27,9	22,63	22,53

die wirklichen Werte sind:

25,9 21,6 27,73 22,9 20,4

In bezug auf die 2. Gleichung (vorige Spalte) $rT^{5/2} =$ konst. hat man

für Wasser:

	$t=0$	$t=100$	$t=200$
$r =$	606,5	536,5	464,3
$T =$	273	373	473
$rT^{5/2} =$	10021	10126	10098

für Äther:

	$t=0$	$t=90$	$t=120$
$r =$	95	80	72,3
$T =$	273	363	393
$rT^{5/2} =$	1552	1521	1433

für Aceton:

	$t=0$	$t=30$	$t=100$
$r =$	140,5	135,5	117,4
$T =$	273	303	373
$rT^{5/2} =$	2321	2358	2362

für CCl_4:

	$t=0$	$t=100$	$t=150$
$r =$	52	44,2	38,2
$rT^{5/2} =$	859,2	853,2	789,8

für CCl_4H:

	$t=0$	$t=40$	$t=100$
$r =$	67	63,1	57
$T =$	273	313	373
$rT^{5/2} =$	1106	1117	1101

Aus der Gleichung $T_s/T = (1 - m\log p)^{2/5}$ folgt aber auch, daß T_s/T für eine Reihe von Stoffen konstant sein muß. Denn m ist abhängig von r_s/ART_s und dies ist für eine Menge von Substanzen annähernd gleich etwa = 10,6. Die Erfahrung bestätigt das namentlich bei manchen Kohlenwasserstoffen. In Nernsts theoretischer Chemie (1893) S. 53 findet man für T_s bei 760 mm Quecksilbersäule und T_2 bei 200 mm für eine Reihe von Flüssigkeiten $T_s/T_2 = 1{,}115$ bis 1,112. Wenn nun $r/ART = 10{,}5$ und $r_s M/T_s = 21$ angenommen wird, dann ist

$$T_s/T = \left(1 - m \log \frac{200}{760}\right)^{3/2}$$

und $\log m = 0{,}51712 - 1$.

Hieraus folgt in der Tat, daß $T_s/T = 1{,}123$.

Das würde aber nur für solche Substanzen gelten, bei denen m, und daher auch $r_s/M\,T_s$, denselben Wert hat, also z. B. nicht für Wasser oder Alkohol im Vergleich zu Quecksilber.

In der Tat ändern sich hier auch die Verhältnisse T_s/T nicht unbedeutend.

(Eingegangen 18. Januar 1909.)

Über langsame Kathodenstrahlen[1]).

Von O. v. Baeyer.

Für die spezifische Ladung der Elektronen haben die Messungen an langsamen Kathodenstrahlen gegenüber den Bestimmungen an Strahlen großer Geschwindigkeit wenig übereinstimmende Resultate ergeben. Besonders gilt dies von der von J. J. Thomson[2]) angegebenen Methode der Bestimmungen der Reichweite von Elektronen, die sich in einem homogenen elektrischen und einem zur elektrischen Feldwirkung senkrechten magnetischen Felde bewegen. Im folgenden habe ich die Eigenschaften langsamer Kathodenstrahlen untersucht, um den Grund dieser Abweichungen zu ermitteln. Und zwar wurden speziell die folgenden Punkte einer näheren Untersuchung unterzogen:

1. Die Herstellung möglichst homogener langsamer Kathodenstrahlen großer Intensität mittels glühender Oxydkathode.

2. Das Ionisationsvermögen.

3. Die Bestimmung ihrer Geschwindigkeit (in Volt).

4. Sekundärstrahlung bzw. Reflexion.

Die durch lichtelektrische Wirkung hervorgebrachten langsamen Kathodenstrahlen hat Lenard[3]) eingehend untersucht. Die von ultraviolett bestrahlten Elektroden entweichenden Kathodenstrahlen haben nach seinen Untersuchungen beträchtliche Anfangsgeschwindigkeiten, und zwar haben etwa 70 Proz. der gesamten Menge über 0 liegende Anfangsgeschwindigkeit.

Man kann also auf diese Weise eine einigermaßen homogene Strahlung bei kleinen Geschwindigkeiten nicht erhalten.

I.

Dagegen eignet sich für diesen Zweck offenbar die von Wehnelt[4]) angegebene Erzeugungsweise an glühenden Oxydkathoden besser. Allerdings besitzen die von glühenden Elektroden ausgehenden Elektronen auch Anfangsgeschwindigkeiten, wie dies schon Elster und Geitel[1]) gezeigt haben. Die Betrachtung der Sättigungskurven an solchen Elektroden zeigt aber, daß die Menge der mit merklicher Anfangsgeschwindigkeit entweichenden Elektronen verschwindend klein ist gegenüber der gesamten Menge.

Nach Analogie mit den Lenardschen Anschauungen erhält man die Menge der mit Anfangsgeschwindigkeit entweichenden Teilchen durch Messung des Stromes, der von der glühenden Kathode ohne Ladung nach der Umgebung abfließt. Alle Sättigungskurven dieser Art zeigen einen steilen Abfall nach 0 zu. Eine genauere Untersuchung an diesem Punkte ist aber ohne weiteres unmöglich. Verwendet man z. B. einen elektrisch geglühten Draht innerhalb eines koaxialen Zylinders, und mißt den von dem Draht nach dem Zylinder fließenden Strom durch ein Galvanometer, so wird der Zylinder, je nachdem man den positiven oder negativen Zuleitungsdraht des Heizstromes mit dem Galvanometer und dadurch mit dem Zylinder verbindet, ein positives oder negatives Potential erhalten, das der auf dem Draht herrschenden Potentialdifferenz entspricht[2]). Außerdem wird aber auch das durch den beträchtlichen Heizstrom an der Oberfläche des glühenden Drahtes hervorgerufene Magnetfeld eventuell die ganz langsamen Kathodenstrahlen beeinflussen. Um diesen Übelstand zu beseitigen, habe ich für alle Messungen[3]) eine durch Motor betriebene Quecksilberwippe verwendet, die in fortwährendem Wechsel (5- bis 10 mal in der Sekunde) einmal den Heizstrom, und, wenn dieser ausgeschaltet ist, das Galvanometer einschaltet. Auf diese Weise wird nur die Elektronenmenge gemessen, die entsteht, wenn der Draht zwar noch glüht, aber nicht mehr stromdurchflossen ist. Die Anordnung für die Aufnahme einer Sättigungskurve ist in folgender Fig. 1 gegeben.

C ist der in einer evakuierten Glasröhre angebrachte Zylinder, D der mit Calciumoxyd überzogene Heizdraht. Die Zuleitung des Heizstromes von der Batterie B geht über die zwei Kontakte der Wippe. Die andere Seite der Wippe verbindet den einen Zuleitungsdraht des Heizstromes mit dem Galvanometer, von wo der Strom über die Spannungsquelle, einen variablen Abzweigungswiderstand W, dessen Enden an Batterie B_1 liegen, nach C fließt. Das richtige Funktionieren der Wippe kann dadurch konstatiert werden, daß ein Kommutieren des Heiz-

1) Abgedruckt aus den Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 96—114, 1908.

2) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) **48**, 547, 1899.

3) Lenard, Ann. d. Phys. (4) **2**, 355, 1900; **8**, 149, 1902; **12**, 449, 714, 1903; **15**, 485, 1904.

4) Wehnelt, Ann. d. Phys. (4) **14**, 425, 1904.

1) Wien. Ber. **97** [2a], 1175, 1888.

2) Es ist dies der sogenannte „Edisoneffekt" an Glühlampen.

3) Auch in den Fällen, wo es in der Versuchsanordnung nicht erwähnt ist.

stromes keinen Einfluß auf die Ausschläge im Galvanometer haben darf. Zur Ausführung der Messungen diente ein Siemens & Halske-Galvanometer (Empfindlichkeit $5 \cdot 10^{-10}$ Amp. pro Skt.), das bei Messung größerer Ströme im Nebenschluß zu einem bekannten Widerstand gelegt werden konnte. Der Verlauf der „Sättigungs-

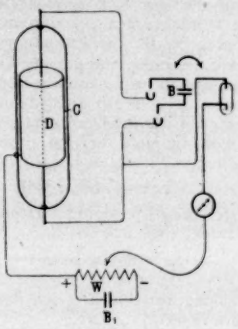


Fig. 1.

kurve" ist durch die Kurve 1 (Fig. 2) gegeben. Der Strom für $V = 0$ wurde besonders geprüft. Es fand sich durchweg ein Wert unter $^1/_2$ Proz. des Wertes bei 22 Volt, wo der Sättigungsstrom annähernd erreicht war. Die Anordnung gestattet auch die Menge der Elektronen, die bei positiver Ladung von D entweicht, zu bestim-

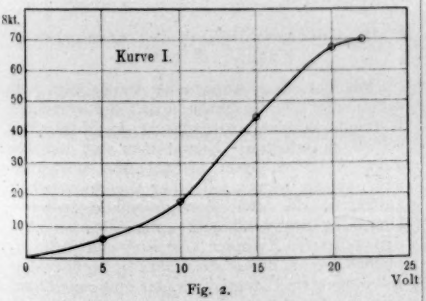


Fig. 2.

men. Man kann hier eine Wirkung von 0 bis herab zu 2 Volt etwa erhalten, wie nach den Versuchen von Elster und Geitel an glühenden Drähten ohne Calciumoxydüberzug zu erwarten war. Diese Versuche wurden natürlich zur Vermeidung des Einflusses der Ionisation in möglichst hohem Vakuum ausgeführt. Zur Evakuation wurde eine Kaufmannsche Pumpe verwendet und außerdem noch zur Beseitigung der Quecksilber- und Fettdämpfe ein U-förmiger Teil der Zuleitung zum Entladungsrohr mit flüssiger Luft gekühlt.

Immerhin schien es wünschenswert, die Größe der bei solchen Versuchen auftretenden Ionisation festzustellen.

II. Ionisation langsamer Kathodenstrahlen.

Lenard [1]) hat für die lichtelektrisch erzeugten Elektronen eine Grenzgeschwindigkeit der Ionisation nachgewiesen, die bei etwa 10 Volt liegt. Es erschien nun ohne weiteres nicht sicher, daß bei den hier angewandten, sehr viel intensiveren Strahlen gleiche Verhältnisse vorliegen. Die Untersuchung wurde in analoger Weise wie bei Lenard angestellt. Der glühende Draht war von einem koaxialen Zylinder (Fig. 3) von 1 cm Durchmesser aus Messingdrahtnetz umgeben (Drahtstärke 0,1 mm, Maschenweite 0,3 mm); dieser von einem zweiten Messingzylinder von

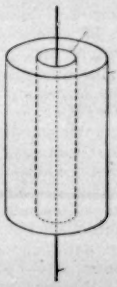


Fig. 3.

2 cm Durchmesser. Zwischen Draht und Drahtnetz wurden durch eine variable Potentialdifferenz V_1 Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit erzeugt. Diese traten durch das Netz, erreichten aber den zweiten Zylinder nicht, da derselbe dem Drahtnetz gegenüber sich auf negativem Potential ($V_2 = 20$ Volt) befand, das über dem Potential des Heizdrahtes lag. Tritt nun Ionisation des Gasvolumens zwischen Zylinder und Netz ein, so muß positive Ladung vom Netz zum Zylinder transportiert werden. Ist die Ionisation im Verhältnis zu den durchtretenden Elektronen einigermaßen beträchtlich, so muß dieser Strom durch ein zwischen Zylinder und Netz eingeschaltetes Galvanometer nachweisbar sein. Von $V_1 = 0$ bis $V_1 = 10$ Volt ließ sich zwischen dem äußersten Zylinder und dem Drahtnetz kein Strom nachweisen. Überschritt aber V_1 10 Volt, so

1) Lenard, l. c.

trat ein positiver, vom Zylinder zum Netz fließender Strom auf, der rasch mit wachsendem V_1 anstieg. Dieser positive Strom wurde bei Vergrößern des negativen Potentials V_2 nicht größer, woraus hervorgeht, daß bereits Sättigung eingetreten war. Es zeigt sich also ein ganz analoges Verhalten wie bei den außerordentlich viél schwächeren lichtelektrisch erzeugten Kathodenstrahlen. Um die Menge der pro Elektron erzeugten positiven Ionen zu bestimmen, war es nötig, die Menge der in den Raum zwischen Netz und äußerem Zylinder eintretenden Elektronen zu messen. Zu dem Zweck habe ich gleichzeitig den Strom zwischen äußerstem Zylinder und Drahtnetz gemessen, wenn beide auf gleichem Potential waren, d. h. $V_2 = 0$. Das Verhältnis des Stromes zwischen Netz und Zylinder bei $V_2 = 20$ Volt und $V_2 = 0$ Volt ergibt die von einem Elektron auf dem Wege vom Drahtnetz zum Zylinder und zurück zum Drahtnetz erzeugte Menge positiver Ionen. Die Messungen sind in folgender Tabelle I zusammengestellt.

Der Druck war bei diesem Versuch etwa 0,01 mm. Jedoch ist eine exakte Druckbestimmung bei Anwendung des glühenden Drahtes ausgeschlossen. Aus demselben Grunde mußte ich auch verzichten, verschiedene Gase zu untersuchen, da Angaben über die Zusammensetzung des Gasinhaltes bei der ständigen Entwickelung von Gas aus dem Draht, und der andererseits immer auftretenden Okklusion wohl kaum zu machen sind. Wenn die Messungen ergaben, daß mit der hier angewendeten Meßmethode eine Ionisation unter 10 Volt nicht nachweisbar war, so ist es natürlich nicht nötig, unterhalb dieser Grenze das Fehlen einer noch schwächeren Ionisation anzunehmen.

Tabelle I.

Spannung zwischen Heizdraht und Drahtnetz V_1 Volt	Menge der vom Drahtnetz nach dem äußeren Zylinder gehenden Elektronen (gemessen durch die Größe des Stromes bei $V_2 = 0$) i_-	Menge der zwischen Drahtnetz und Zylinder gebildeten + Ionen (gemessen durch den Strom bei $V_2 = 20$) i_+	Zahl der pro Elektron gebildeten + Ionen $\frac{i_+}{i_-}$
14	20 000 [1]	16	0,0008
13	16 000	7	0,0004
12	13 000	4	0,0003
11	9 000	3	0,0003

Nach den Anschauungen von Stark[2]) entspricht die Grenzgeschwindigkeit von 10 Volt dem Ionisationsbeginn im Quecksilberdampf.

1) Diese großen Ausschläge sind nicht direkt beobachtet, sondern aus den Ausschlägen bei passend gewähltem Nebenschlußwiderstand berechnet.

2) Stark, diese Zeitschr. 5, 51, 1904.

Dies zu entscheiden war von Wichtigkeit, da man durch Beseitigung des Quecksilberdampfes bei allen Untersuchungen, bei denen eine möglichst geringfügige Ionisation Bedingung ist, höhere Geschwindigkeiten hätte verwenden können. Es gelang mir jedoch nicht, durch Kondensation des Quecksilberdampfes, was durch Kühlen eines U-förmigen Teiles der Zuleitung mit flüssiger Luft erreicht wurde, die Ionisation beträchtlich zu verringern.

So wurde z. B. die Entladungsröhre auf einen Druck von 0,005 mm mit der Quecksilberpumpe ausgepumpt und dann durch einen Hahn abgeschlossen. Es ergab sich dann bei einer Geschwindigkeit der das Drahtnetz verlassenden Strahlen von 14 Volt für den durch positive Ionen bedingten Strom (wobei $V_2 = 20$):

$$i_+ = 50 \text{ Skt.},$$

während der negative durch Elektronen hervorgerufene Strom (bei $V_2 = 0$)

$$i_- = 86000 \text{ Skt.}$$

betrug.

Bei Kühlung des U-Rohres mit flüssiger Luft war entsprechend

$$i_+ = 85, \quad i_- = 106000 \text{ Skt.}$$

Wie man sieht, ist in beiden Fällen die Zahl der pro Elektron gebildeten positiven Ionen annähernd gleich.

Wurde das Vakuum durch Anwendung von mit flüssiger Luft gekühlter Kohle möglichst erhöht, so ließ sich leicht erreichen, daß die Ionisation bei nicht zu hoher Geschwindigkeit mit den hier angegebenen Methoden nicht mehr meßbar wurde.

III. Geschwindigkeit der erzeugten Kathodenstrahlen.

Mit derselben Anordnung wurde nun versucht, über die Geschwindigkeit der erzeugten Kathodenstrahlen (ausgedrückt in Volt) Aufschluß zu erhalten. Nimmt man an, daß die vom glühenden Draht ausgehenden Elektronen aus dem Drahtnetz mit einer Geschwindigkeit austreten, die dem Potentialgefälle zwischen Heizdraht und Drahtnetz entspricht, so kann den äußersten Zylinder kein Elektron mehr erreichen, wenn dieser dem Netz gegenüber dasselbe negative Potential wie der glühende Draht besitzt. Sinkt nun das negative Potential V_2 des Zylinders um einen beliebig kleinen Teil, so sollte eigentlich die gesamte durch das Netz tretende Menge den Zylinder erreichen. Es müßte also die auffallende Menge in der Umgebung dieses Potentials außerordentlich rasch ansteigen und diesen Wert behalten bei weiterem Sinken des Potentials. Hierbei ist allerdings vorausgesetzt, daß die Elektronen aus dem Drahtnetz senkrecht zu dessen Oberfläche ent-

weichen. Die Ausführung des Versuches ergab folgendes:

Bei sehr sorgfältigem Auspumpen mit der Kaufmannschen Pumpe und Kühlung des in die Zuleitung eingeschalteten U-Rohres mit flüssiger Luft erhielt man bei $V_1 = 10{,}4$, zwischen $V_2 = 10{,}4$ und $V_2 = 9$ für den Strom i zwischen Zylinder und Drahtnetz ein sehr rasches Ansteigen. Die Kurve IIb (Fig. 4) stellt den Verlauf von i von $V_2 = 9$ bis $V_2 = 10{,}5$ dar. Auffallend war, daß der Strom i gerade in der Nähe von $V_2 = 10$ durch die Art des Evakuierens bedeutend beeinflußt wird. So ergab sich z. B. für $V_1 = 10{,}4$, $V_2 = 10$ bei Evakuation mit der Quecksilberpumpe allein ein Ausschlag von 6 Skt., während die Kühlung des U-Rohres mit flüssiger Luft den Ausschlag auf 50 Skt. steigen ließ, wobei der vom glühenden Draht ausgehende Strom annähernd konstant blieb. Dies zeigt, daß die Elektronen,

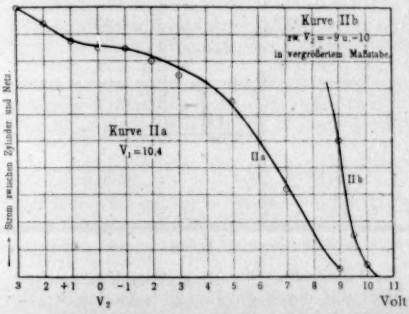


Fig. 4.

die in diesem Falle in der Nähe des Zylinders sehr kleine Geschwindigkeiten besitzen, durch die leicht kondensierbaren Teile des Gasinhaltes, also vor allem wohl Quecksilberdampf und Fettdämpfe, aufgehalten bzw. aus ihrer Richtung gebracht werden, ohne daß dabei eine Ionisation nachweisbar gewesen wäre.

Bei weiter sinkendem, negativem Potential des Zylinders stieg die aufgefangene Elektronenmenge nun aber in demselben Maße immer weiter an; ein Konstantwerden konnte auch bei positivem Potential von etwa 4 Volt noch nicht erreicht werden. Der Verlauf ist in Kurve IIa (Fig. 4) in dem Bereich von $V_2 = -9$ bis $V_2 = +3$ dargestellt. Man kann also aus diesen Versuchen nur schließen, daß ein kleiner Teil der Gesamtstrahlung senkrecht zum Drahtnetz mit der Geschwindigkeit V_1 austritt.

Das Ansteigen des Effektes zwischen $V_2 =$ 10 und $V_2 = 0$ kann nun verschieden gedeutet werden. Entweder kann man annehmen, daß ein beträchtlicher Teil der Elektronen bei dem Durchgang durch das Netz durch dem komplizierten Verlauf des Feldes in der Nähe der Netzdrähte eine Richtungsänderung erfährt. Ein Teil der Elektronen, der bei großem, verzögerndem Feld zwischen Zylinder und Netz an die Drähte des Netzes getrieben wurde, wird bei kleinerem, verzögerndem oder bei beschleunigendem Feld durch die Maschen durchtreten, ohne die Netzdrähte zu treffen, an den Zylinder gelangen und dadurch die Steigerung des Stromes erklären.

Eine andere Möglichkeit wäre, daß die durch das Netz tretenden Teilchen nicht gleiche Geschwindigkeit besitzen. Dazu müßten diese Teilchen nicht von der Oxydkathode, sondern von den dazwischen liegenden Gasresten ausgegangen sein, wie dies vielfach bei sichtbaren Kathodenstrahlen angenommen wird. In unserem Falle ist dies sehr unwahrscheinlich, da sich ja

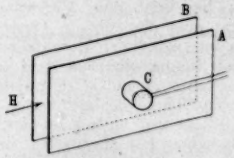


Fig. 5.

dann eine Ionisation hätte bemerkbar machen müssen.

Endlich könnte man Geschwindigkeitsverluste der Elektronen durch Kollision mit Gasteilchen annehmen. Lenard[1]) hat Beobachtungen analoger Art auf diese Weise erklärt. Im Gegensatz zu seinen Versuchen, wo die Strahllänge groß (7,7 cm) und das Vakuum nicht sehr hoch war (0,0025 mm), ist bei den hier beschriebenen Versuchen die Strahllänge nur 1 cm und das Vakuum mit flüssiger Luft möglichst hoch getrieben, so daß sich die Abweichungen jedenfalls nicht allein durch diese Annahme deuten lassen.

Um nun den Einfluß des Drahtnetzes möglichst zu eliminieren, wurde dasselbe durch ein Diaphragma ersetzt, bei dem die Neigung der Strahlen gegen die Diaphragmenoberfläche möglichst gut definiert war. Zu diesem Zwecke wurde die glühende Elektrode in ein zylindrisches Hohlgefäß C (Fig. 5) eingesetzt, der Boden dieses Gefäßes war 2 mm stark und einige 1 mm große Löcher durchbrochen. Dieser Boden lag in der Mitte einer viermal 8 cm großen Messingplatte A und zwar in der Ebene

1) Lenard, Ann. d. Phys. (4) **12**, 726, 1902.

dieser Platte. Letzterer gegenüber stand in 4 mm Entfernung eine ebenso große Messingplatte B, die dem Auffangzylinder in der vorigen Anordnung entsprach. Die Versuche ergaben bei Veränderung des Potentials der Platte B dieselben Ergebnisse wie in dem vorigen Teile. Bei dieser Anordnung konnten die aus dem Diaphragma austretenden Strahlen, falls sie durch ein Diaphragma nicht beeinflußt wurden, höchstens in einem Kegel von etwa 54^0 Winkel austreten. Nimmt man an, daß die Strahlen größter Neigung ebenfalls die Geschwindigkeit, die der Potentialdifferenz V_1 zwischen Heizdraht und Zylinder C entspricht, besitzen, so wäre die normale Geschwindigkeitskomponente dieser Strahlen $v \cdot \cos 27^0$. Daraus würde folgen, daß auch diese Strahlen die Platte B erreichen müssen, falls V_2 (das negative Potential von B gegen A) unter 0,8 V_1 liegt.

IV. Sekundärstrahlung bzw. Reflexion.

Bei der letzten Anordnung traten noch andere störende Erscheinungen auf, die sich ebenso wie die bisher beschriebenen Versuche erklären lassen, wenn man eine diffuse Zerstreuung der Strahlen an den getroffenen Metallteilen annimmt. So fand sich immer eine aus dem Raume zwischen den Platten A und B austretende diffuse Strahlung. Endlich gehört hierher der Effekt, der schon von Thomson [1]) beschrieben wurde, daß nämlich ein schwaches Magnetfeld in Richtung des Pfeiles (s. Fig. 5), das die primären Strahlen noch nicht merklich beeinflussen kann, eine Verstärkung des von B abfließenden Stromes hervorruft. Nimmt man eine Zerstreuung der Strahlen bei dem Auftreffen auf B an, so erklärt sich die beobachtete Erscheinung einfach durch das Zurückbiegen der zerstreuten Strahlen, die senkrecht zur bestrahlten Fläche wenigstens teilweise kleinere Geschwindigkeit als die auftreffenden besitzen und dadurch leichter beeinflußbar sind. Allerdings ist für so langsame Strahlen bisher eine Sekundärstrahlung bzw. Reflexion an Metallteilen, die sich auf Anodenpotential befinden, noch nicht bekannt gewesen [2]). Lenard hat solche Sekundärstrahlen bei Geschwindigkeiten von 100 Volt aufwärts gefunden, und es ergab sich ein Maximum der Wirkung bei 400 Volt.

Es war deshalb nötig, eine Versuchsanordnung zu treffen, die die Anwesenheit dieser Sekundärstrahlung bzw. Reflexion mit Sicherheit nachweisen läßt. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 6 dargestellt. In einer zylindrischen Entladungsröhre, die in Richtung des Erdfeldes aufgestellt war, war ein Messingrohr A angebracht. Dies Rohr war unten durch ein Messingblech verschlossen, in dessen Mitte ein engeres Messingrohr B (von 5 mm Durchmesser) eingesetzt war. Der ringförmige Hohlraum zwischen A und B enthielt einen Ring aus Messingblech, der isoliert darin befestigt war. Nach oben war der ringförmige Hohlraum durch ein Drahtnetz C verschlossen. Dies ermöglicht, dem Ringe ein beliebiges Potential gegenüber der Umgebung zu erteilen. D ist eine kreisförmige Messingscheibe, die gehoben und gesenkt werden konnte. Die Kathodenstrahlen gehen von dem spiralförmig aufgewickelten Platindraht E aus, treten durch B [1]) hindurch und fallen auf D. Der Reflektor D und der zylindrische Teil A sind auf gleichem positiven Potential gegen

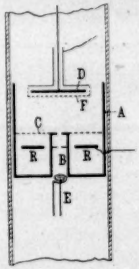


Fig. 6.

den Heizdraht. Der Ring R erhielt, um möglichst alle durch das Netz C tretenden Strahlen an ihn gelangen zu lassen, gegen C ein positives Potential von derselben Größe wie das zwischen A und E herrschende. Ist eine Sekundärstrahlung oder Reflexion vorhanden, so muß durch Nähern des Reflektors an das Drahtnetz ein Anwachsen der vom Ringe R aufgefangenen Menge nachzuweisen sein [2]).

Gemessen wurde einmal der Strom zwischen Ring R und A, im anderen Falle zwischen D und A. War nach mehrstündigem Pumpen und dauernder Anwendung von flüssiger Luft der Druck äußerst erniedrigt und die Strahlung einigermaßen konstant geworden, so ergab die

1) J. J. Thomson, l. c.

2) Die bekannte Erscheinung, daß ein Kathodenstrahl als solcher von einer Platte zurückgeworfen wird, hat hiermit nichts zu tun. Sie tritt nur ein, wenn die Platte Kathodenpotential besitzt und ist durch elektrostatische Ablenkung zu erklären.

1) Die in der Figur gezeichneten Blenden innerhalb der Röhre B mußten zur Erzielung genügender Intensität hier weggelassen werden.

2) Die Anordnung ist ähnlich der von Starke [Ann. d. Phys. (4) **3**, 75, 1900] angewandten. Während aber bei Starke durch Verschieben des Reflektors nur der durch Zerstreuung bedingte Teil der Strahlung beeinflußt wird, während die reflektierte Menge konstant bleibt, ist bei obiger Anordnung eine Änderung der vom Ringe R abfließenden Elektrizitätsmenge bei Veränderung der Lage von D nur durch die Anwesenheit einer Sekundärstrahlung bzw. Reflexion zu erklären.

Messung der auf den Reflektor und auf den Ring auffallenden Menge bei zwei Abständen des Reflektors vom Netze C von etwa 17 und 7 mm folgende Zahlen:

Tabelle II.

Geschwindigkeit der Primärstrahlen in Volt (Potentialdifferenz zwischen E und A)	Strom in Skt. zwischen D und A	Strom in Skt. zwischen R und A	Abstand $D-C$ mm
8	82 84 85 89	74 74 62 67	7 17
4	66 65 68 66	98 93 77 78	7 17
2 [1])	14 — 19 —	38 — 19 —	5 10

Aus dieser Tabelle ersieht man folgendes: Der an den Reflektor gelangende Teil der Strahlen ist in den untersuchten Abständen annähernd konstant. Dies zeigt, daß keine merkliche Streuung der Strahlen durch Gasreste vorhanden ist. Allerdings könnte trotzdem der Verlust durch Streuung bei größeren Reflektorabständen ausgeglichen werden durch die Zustrahlung von der umgebenden Röhre A. Daß dies aber in beträchtlichem Maße nicht der Fall sein kann, geht daraus hervor, daß die an D auffallende Menge auch bei sehr viel größeren Abständen bis 4 cm keine bedeutende Abnahme zeigte.

Der von dem Ringe R abfließende Strom wird in allen Fällen durch Annähern des Reflektors D vergrößert. Dies beweist, daß der Reflektor der Ausgangspunkt einer Strahlung ist[2]).

Wurde der Abstand zwischen Reflektor D und Netz C noch mehr vergrößert, so nahm der von R abfließende Strom nicht mehr beträchtlich ab. Da dies allein durch diffuse Zerstreuung der Strahlen an Gasresten wohl kaum zu erklären ist, so muß man annehmen, daß in diesem Falle die aus B austretenden Strahlen, die durch Reflexion an der inneren Wand von B beträchtlich diffus werden, in ihrem weiteren Verlauf auf die Wandung A treffen, hier reflektiert werden und dadurch an R gelangen.

Ob man es mit einer Sekundärstrahlung oder diffusen Reflexion zu tun hat, läßt sich bis jetzt nicht entscheiden. Es muß auch dahin gestellt bleiben, ob der hier beobachtete Vorgang vom Metall selbst oder einer anhaftenden Gasschicht ausgeht. Jedoch ließ sich feststellen, daß die am Ringe auftreffende Strahlung der Größenordnung nach die gleiche Geschwindigkeit wie die ursprüngliche besitzt.

Die Zunahme des von R abfließenden Stromes ist im Verhältnis zu dem von D abfließenden größer bei kleiner Primärgeschwindigkeit der Strahlen, was darauf hindeutet, daß die reflektierte Menge mit abnehmender Primärgeschwindigkeit zunimmt. Vergleicht man hiermit die Ergebnisse von Lenard[1]), der für die Sekundärstrahlung ein Maximum für Primärgeschwindigkeiten von etwa 400 Volt findet, so scheinen meine Versuche dafür zu sprechen, daß man es hier mit einer anderen Erscheinung zu tun hat. Es scheint, daß hier eine Art diffuser Reflexion, d. h. Richtungsänderung der fliegenden Teilchen bei dem Aufprall auf Moleküle stattfindet. — Bei den letzten Versuchen traten die Kathodenstrahlen in einen von elektrischen Kräften freien Raum ein, so daß die zurückgeworfenen Strahlen sich ohne weiteres vom Reflektor fortbewegen können. Jedoch auch bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes, das die reflektierte Strahlung zurückzuhalten sucht, kann unter Umständen die reflektierte Menge Störungen hervorrufen.

Stellen wir z. B. einer auf negativem Potential befindlichen glühenden Oxydkathode eine positiv geladene Platte gegenüber, so werden die von der positiven Platte reflektierten Strahlen allerdings nicht an die Kathode zurückgelangen können, da sie ja höchstens die der Potentialdifferenz Kathode — Anode entsprechende Geschwindigkeit besitzen. Ist jedoch die Umgebung, z. B. die Wände des Gefäßes, auf einem gegen die Kathode positiven Potential, so wird hier ein Teil der reflektierten Menge aufgenommen werden können und sich dadurch der Beobachtung entziehen. Dies ist der Grund, daß man eigentliche Sättigungskurven nur erhält, wenn man das seitliche Entweichen verhindert. So konnten brauchbare Messungen an glühenden Drähten immer nur in der Weise ausgeführt werden, daß der glühende Draht axial in einem zylindrischen Rohre angeordnet war, wobei seitliches Entweichen verhältnismäßig gering ist.

Lenard hat bei seinen Messungen zur Vermeidung seitlicher Ausstrahlung ein magnetisches Feld in Richtung der Strahlen benutzt. Wie man sieht, wird dadurch der Einfluß der hier beschriebenen Reflexion auf das seitliche Entweichen gleichzeitig eingeschränkt. Allerdings liegt bei den lichtelektrischen Versuchen die Sache etwas verwickelter, da die so erzeugten Elektronen in beträchtlicher Menge merkbare

1) Die Messungen bei 2 Volt Geschwindigkeit mußten wegen der geringen Intensität bei kleineren Abständen ausgeführt werden.

2) Durch besondere Kontrollversuche wurde festgestellt, daß das Hilfsfeld zwischen dem Ringe R und Netze C durch seine Wirkung außerhalb des Netzes keine Fehlerquelle bedingt. Zu dem Zwecke wurde das Netz C ganz entfernt und dem Ringe dasselbe Potential wie der Umgebung A gegeben. Die Messungen ergaben qualitativ dieselben Ergebnisse.

1) Lenard, Ann. d. Phys. (4) 15, 485, 1904.

Anfangsgeschwindigkeiten besitzen. Es wird also ein Teil der von der Anode reflektierten Menge auch bei beschleunigendem äußeren Feld von der Kathode aufgenommen werden können.

Bedeutende Abweichungen muß die Reflexion ergeben in allen den Fällen, wo die Primärstrahlung durch ein äußeres Feld verzögert wird, da hier das Entweichen der reflektierten Menge unterstützt wird. Dadurch glaube ich die Abweichung von den zu erwartenden Resultaten, wie sie in Teil III beschrieben wurden, genügend erklären zu können.

V. Vermeidung der Reflexion.

Es tritt nun die Frage auf, wie diese Reflexion zu vermeiden ist. Es sind da wohl vor allem drei Möglichkeiten vorhanden.

1. Anwendung eines Hilfsfeldes zur Zurückhaltung der reflektierten Menge.
2. Anwendung des Faradaykäfigs.
3. Auswahl eines geeigneten Materials.

Ich habe den hier unter 1. angegebenen Weg eingeschlagen, indem 2 mm vor dem Reflektor D (Fig. 6) ein feines Drahtnetz F (0,15 mm Drahtstärke, 1,5 mm Maschenweite) angeordnet wurde, das mit dem Reflektor zugleich bewegt werden konnte. Während das Drahtnetz das Potential der Umgebung A erhielt, konnte der Reflektor auf beliebiges positives Potential gebracht werden. Es war zu erwarten, daß mit steigendem positiven Potential des Reflektors D gegen das Drahtnetz F der vom Reflektor nach A abfließende Strom ansteigt, und zwar so lange, bis das Hilfsfeld genügt, um die an D reflektierte Menge zurückzuhalten. In der Tat ergaben die Messungen ein bedeutendes Ansteigen des Stromes bis zu einer Potentialdifferenz von 40 Volt zwischen Reflektor und Drahtnetz. Daß hierbei nicht etwa Ionisation in dem Raume zwischen Drahtnetz und Reflektor eintrat, konnte einfach dadurch festgestellt werden, daß bei negativer Ladung des Reflektors auf 40 Volt gegen das Drahtnetz kein vom Reflektor abfließender Strom nachgewiesen werden konnte.

Aus der Messung des von D abfließenden Stromes mit und ohne Hilfsfeld läßt sich annähernd das Verhältnis der reflektierten zur ankommenden Menge bestimmen. Es sei i der vom Reflektor abfließende Strom ohne Feld zwischen Netz und Reflektor, i_1 der Strom bei Anwesenheit eines Feldes von solcher Größe, daß weiteres Verstärken ein Anwachsen des Stromes nicht mehr bewirkt. Der Bruchteil der durch das Netz gehenden Strahlung, der vom Reflektor ohne Feld zurückgeworfen wird, ist dann

$$\frac{i_1 - i}{i_1} = r.$$

Die Messungen ergaben:

Tabelle III.

Geschwindigkeit der Primärstrahlen	i	i_1	r	
6 Volt	9	52	0,83	Pot. zwischen Platte D und Netz = 40 Volt.
	10	68	0,85	
8 „	31	144	0,78	
	28	129	0,78	
16 „	54	185	0,71	
	48	173	0,72	
	40	158	0,75	

Aus diesen Messungen ergibt sich, daß eine sehr beträchtliche Menge der ankommenden Strahlen von D reflektiert wird. Die für den Reflexionsfaktor r gefundenen Zahlen geben einen Anhalt für die Größe Reflexion. Quantitativ richtig werden sie wohl kaum sein, da in diese Messungen zwei Fehlerquellen eingehen.

1. Der Reflexionsfaktor r gibt in diesem Falle das Verhältnis der an D reflektierten Menge zu der durch das Netz durchtretenden. Man wird also nur dann richtige Werte für r erhalten, wenn der Teil der Gesamtmenge, der vom Netz absorbiert wird, mit und ohne Hilfsfeld gleich ist. Dies ist nun nicht der Fall, da ein Teil der Elektronen, der ohne Feld die Drähte des Netzes trifft, bei Anwesenheit des Hilfsfeldes von den Netzdrähten abgebogen wird, und durch die Maschen an den Reflektor gelangt. Dadurch wird r scheinbar zu groß ausfallen. Der so entstehende Fehler kann aber nicht groß sein. Denn aus der Drahtstärke und Maschenweite des Netzes läßt sich angenähert der Teil der von der glühenden Kathode kommenden Gesamtstrahlung berechnen, der auf das Netz trifft. Er beträgt in diesem Falle etwa $^1/_5$ der ankommenden Menge. Nimmt man nun im ungünstigsten Falle an, daß dieser Teil bei Anwesenheit des Hilfsfeldes vollständig an D gelangt, so wird $\frac{i}{i_1} = 1 - r$ um $^1/_5$ zu klein ausfallen. Für r selbst ergibt diese Korrektur in der Tabelle III z. B.:

für 6-Volt-Strahlen $r = 0{,}80$ statt 0,83,
„ 16- „ „ $r = 0{,}68$ „ 0,73.

2. Als zweite Fehlerquelle ist das Streufeld zu berücksichtigen, das dadurch entsteht, daß von dem Felde zwischen Reflektor und Netz Kraftlinien in den Raum außerhalb des Netzes austreten.

Dieses Feld wird bewirken, daß die Strahlen, die ohne Anwesenheit des Feldes durch diffuse Zerstreuung an Metallteilen oder an Gasresten oder auch durch Trägerbildung an die Röhren-

wand gelangen, auf das Netz und den Reflektor treffen. Um diesen Fehler möglichst zu verkleinern, waren in die Röhre B zwei Diaphragmen von 2 mm Öffnung und 5 mm Abstand eingesetzt worden. Der Erfolg war, daß die diffuse Strahlung, die am Ringe R ankommt, auf den zehnten Teil der am Reflektor aufgefangenen Menge reduziert wurde, während bei den früheren Versuchen beide Mengen etwa von gleicher Größenordnung waren. Immerhin war es nötig, durch Versuche die Größe dieses Fehlers zu bestimmen. Zu dem Zwecke wurde der Reflexionsfaktor bei verschiedenen Abständen des Reflektors bestimmt, wobei das Netz mit dem Reflektor gleichzeitig bewegt wurde.

Die Messungen ergaben für 10-Volt-Strahlen:

Tabelle IV.

Abstand zwischen Netz und Diaphragma	$\frac{i_1 - i}{i_1}$	i
3 mm	0,74	88 Skt.
8 „	0,70	97 „
16 „	0,79	72 „

Aus diesen Zahlen folgt, daß die Größe $\frac{i_1 - i}{i}$ im großen und ganzen innerhalb der untersuchten Abstände konstant ist. Immerhin erkennt man, daß bei sehr kleinen Abständen das Streufeld Strahlen aus dem Raume unterhalb des Diaphragmas hervorholt, wodurch der Reflexionsfaktor scheinbar vergrößert wird. Mit zunehmender Entfernung nimmt diese Wirkung ab. Zugleich aber ergibt sich mit noch weiter wachsendem Abstand wieder eine Zunahme von r, die sich dadurch erklärt, daß bei Anlegen des Feldes zwischen Netz und Reflektor Strahlen, die ohne Feld das Netz nicht erreichen, durch die aus dem Netz austretenden Kraftlinien herangezogen werden, was im Effekt natürlich wieder ein scheinbares Anwachsen von r bedingt. Die Zahlen in Tab. III beziehen sich auf den Abstand von etwa 8 mm.

Die Geschwindigkeit der Strahlen konnte bei diesen Versuchen nicht unter 6 Volt gebracht werden, da dann die Intensität wegen der Blenden in B (Fig. 6) nicht mehr zur Messung ausreichte. In dem untersuchten Intervall zwischen 6 und 16 Volt ergaben sich verschiedene Werte, die einen deutlichen Gang zeigen: für kleinere Geschwindigkeiten größere Reflexionsfaktoren. Nach den obigen Betrachtungen könnte man dies auf stärker auftretende diffuse Strahlung bei kleineren Geschwindigkeiten zurückführen. Aus den früheren Versuchen, die in dieser Beziehung einwandfreier sind, geht aber ebenfalls hervor, daß die reflektierte Menge mit abnehmender Geschwindigkeit zunimmt, so daß ein solches Anwachsen wohl nicht in Frage gestellt ist. Wie schon oben erwähnt, ist dies im Einklang mit der Auffassung, daß man es hier nicht mit einer Sekundärstrahlung, wie bei den Lenardschen Versuchen, sondern mit einer einfachen diffusen Zerstreuung, wie sie auch für Gase nachgewiesen ist, zu tun hat.

VI. Wiederholung der Versuche unter III bei Vermeidung der Reflexion.

Bei den unter III angegebenen Messungen der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen war schon erwähnt, daß das Vorhandensein einer Reflexion die Messungen beeinträchtigen würde. Es war deshalb interessant, an einem solchen Beispiel den Einfluß zu untersuchen, den die Verhinderung der Reflexion bedingt. Ein solcher Versuch wurde mit der zuletzt beschriebenen Anordnung angestellt, wobei nur noch zwischen Netz und dem Austrittsdiaphragma ein variables verzögerndes Potential anzulegen war. Während

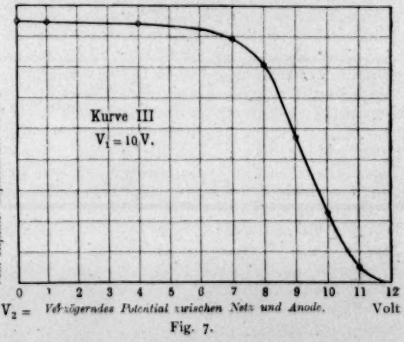


Fig. 7.

in den früheren Versuchen bei wachsendem, verzögerndem Feld eine vom Felde 0 ab eintretende ständige Abnahme des von der Auffangplatte abfließenden Stromes konstatiert wurde, trat jetzt ein ganz anderer Verlauf der Kurve ein. In Kurve 3 (Fig. 7) ist die ursprüngliche Geschwindigkeit der Strahlen 10 Volt. Wie man erkennt, bleibt die Menge der den Reflektor treffenden Strahlen konstant, wenn das negative Potential des Netzes V_2 gegen das Diaphragma von 0 bis 8 Volt steigt. Erst hier beginnt ein rapider Abfall der Intensität bis zu $V_2 = 11$ Volt. Dies immerhin noch beträchtliche Intervall, in dem die Geschwindigkeit der Strahlen zu liegen scheint, braucht nicht auf eine tatsächliche Inhomogenität von solcher Größe zurückgeführt zu werden. Vielmehr genügt zur Erklärung dieser Erscheinung der Umstand, daß bei dieser Versuchsanordnung die auffangende Platte D bzw. das Netz nicht hinreichend groß ist. Es

können dadurch Strahlen, die nicht vollkommen senkrecht zum Diaphragma austreten, aber bei schwachen verzögernden Feldern zwischen Netz und Diaphragma noch in den Bereich des Netzes gelangen, bei stärker verzögernden Feldern abgedrängt werden und dadurch seitlich entweichen.

Die hier beschriebenen Versuche haben die Anwesenheit einer reflexionsähnlichen Erscheinung bei langsamen Kathodenstrahlen ergeben. Es bedarf noch eingehender Untersuchung, wie diese Reflexion vom Material, vom Einfallswinkel und vor allem der Primärgeschwindigkeit der Strahlen abhängig ist. Die Bestimmung von Geschwindigkeit und spezifischer Ladung langsamer Kathodenstrahlen wird sich auf Grund der hier gegebenen Anschauungen verbessern lassen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 19. Oktober 1908.)

VORTRÄGE VON DER 80. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KÖLN.

O. v. Baeyer (Berlin), Reflexion und Sekundärstrahlung langsamer Kathodenstrahlen.

In der vorhergehenden Arbeit[1]) hatte Verfasser gezeigt, daß langsame Kathodenstrahlen, die von einer glühenden Oxydkathode ausgehen, beim Auftreffen auf Metallflächen in einem von elektrischen Kräften freien Raum eine recht beträchtliche diffuse Kathodenstrahlung auslösen. Diese Versuche sind inzwischen durch eine Veröffentlichung von E. Ladenburg † und K. Markau[2]) auch für lichtelektrisch erzeugte Kathodenstrahlen bestätigt worden. Es wurde hier gezeigt, daß durch Vermeidung der Reflexion die früher erhaltenen Resultate über die Geschwindigkeitsverteilung lichtelektrischer Elektronen wesentlich modifiziert werden.

Als Ursache dieser Erscheinung nahm ich damals das Vorhandensein einer wirklichen Reflexion an, wie sie auch bei schnellen Kathodenstrahlen bekannt ist.

Diese Anschauung wurde dadurch gestützt, daß die Stärke des Reflexionsvermögens mit wachsender Geschwindigkeit der Primärstrahlen abzunehmen schien, während nach den Lenardschen Versuchen für die eigentliche Sekundärstrahlung ein Anwachsen bis zu Geschwindigkeiten von 400 Volt zu erwarten war.

Im folgenden sollen nun eingehendere Versuche beschrieben werden, aus welchen hervorgeht, wie dies Reflexionsvermögen, d. h. die Stärke der von der bestrahlten Platte ausgehenden Strahlung in Prozenten der auftreffenden, von der Geschwindigkeit abhängt.

Zur Messung des Reflexionsvermögens war in der früheren Arbeit ein Hilfsfeld an der bestrahlten Platte verwendet worden. Diese Methode leidet aber, wie schon seinerzeit erwähnt, an verschiedenen Mängeln, die vor allem durch das das verwendete Netz durchdringende Streufeld bedingt sind. Ich habe deshalb die beiden anderen Methoden zur Vermeidung der Reflexion, die l. c. erwähnt wurden, untersucht, nämlich Auswahl eines geeigneten Materials und Anwendung eines Faradayzylinders.

Zunächst wurden durch Vorversuche verschiedene Materialien auf ihr Reflexionsvermögen geprüft. Es ergab sich, daß Ruß jedenfalls nur geringes Reflexionsvermögen für Strahlgeschwindigkeit zwischen 0 und 20 Volt besitzt. Der Versuch wurde so angestellt, daß in den Weg der Kathodenstrahlen eine durch Schliff drehbare Messingplatte gestellt wurde, die einerseits berußt war. Es ergab sich dann, daß der von der Messingplatte abfließende Strom mehr als doppelt so groß wurde, wenn die Messingplatte durch die Rußschicht ersetzt wurde.

Dieser Versuch führte zu einer einwandfreien Anordnung zur Bestimmung des Reflexionsvermögens. Zu einer einigermaßen zuverlässigen Messung ist nämlich unbedingt erforderlich, daß die gesamte Umgebung des Reflektors möglichst wenig reflektiert, um zu vermeiden, daß die vom Reflektor zurückgeworfene Strahlung durch nochmalige Reflexion wieder an den Reflektor zurückgelangt. Deshalb wurde in allen folgenden Versuchen der Reflektor umgeben mit berußten Metallflächen, die außerdem möglichst weit vom Reflektor angebracht waren. Auf diese Weise konnte die Störung durch zweimalige Reflexion fast vollkommen beseitigt werden.

Messung der Reflexion mittels Faradayzylinders.

Das Prinzip der Methode besteht darin, daß ein Kathodenstrahlbündel das eine Mal auf den zu untersuchenden Reflektor fällt, das andere Mal von einem Hohlzylinder aufgefangen wird, bei dem praktisch keine Reflexion auftritt. Mißt man den vom Reflektor bzw. Hohl-

1) O. v. Baeyer, Über langsame Kathodenstrahlen. Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 96, 1908; diese Zeitschr. **10**, 168, 1909.

2) E. Ladenburg † und K. Markau, Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen. Diese Zeitschr. **9**, 821, 1908 u. Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 562, 1908.

zylinder abfließenden Strom, so kann aus dem Verhältnis der beiden Ströme das Reflexionsvermögen berechnet werden.

Die Versuchsanordnung war folgende: In der zu evakuierenden Glasröhre war als Kathodenstrahlenquelle eine kleine Spirale B aus Platindraht mit Kalziumoxydüberzug angebracht, die geglüht werden konnte. A (Fig. 1) ist ein Messingrohr von 3 cm Durchmesser und 3 cm Höhe, in dessen Mitte ein 4 mm weites, sehr dünnwandiges Röhrchen a angebracht ist. Wurde B geglüht und zwischen A und B eine Potentialdifferenz angelegt, so trat durch das Röhrchen ein Kathodenstrahlbündel, das auf die als Reflektor dienende Platte C fällt. Die Dimensionen des Diaphragmas a waren so gewählt, daß ein Übertreten von Kraftlinien des

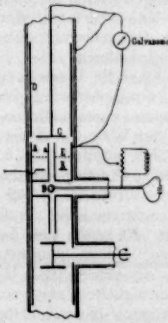


Fig. 1.

Feldes zwischen A und B nach dem Reflektorraum ausgeschlossen war, und daß das austretende Kathodenstrahlbündel (bei geradliniger Bahn der Teilchen) in allen Fällen ganz auf Platte C fallen mußte.

Die Oberfläche des Rohres A war berußt, und es ist ohne weiteres ersichtlich, daß auf diese Weise von C reflektierte Strahlen nur zum geringsten Teil zurückgelangen können. Die Platte C war beweglich und hing an einem dünnen Kupferdraht, der mittels Schliff auf eine Achse aufgewickelt werden konnte. Dadurch war es möglich, die Platte C innerhalb des berußten Messingzylinders D von 3 cm Weite und 7 cm Länge beliebig heben und senken zu können. War die Platte C am oberen Ende von D, so wurde durch D und C ein Hohlzylinder gebildet.

Die Länge dieses Hohlzylinders war derartig, daß die am oberen Ende diffus reflektierten Kathodenstrahlen (geradlinige Ausbreitung vorausgesetzt) praktisch vollkommen von den Wänden des Hohlzylinders aufgenommen wurden.

Der vom Zylinder D und der Platte C nach A abfließende Strom konnte durch ein Galvanometer gemessen werden (Empfindlichkeit etwa $5 \cdot 10^{-10}$ Amp. pro Skalenteil). War i_1 der von C abfließende Strom, wenn die Platte C am unteren Rande von D stand, i_2 der von C und D abfließende Strom, wenn die Platte C am oberen Rande von D stand, so ergab

$$1 - \frac{i_1}{i_2} = R$$

das Reflexionsvermögen der Platte.

Bei diesen Messungen sind nun zwei Fehlerquellen zu berücksichtigen. Zunächst muß für einwandfreie Messungen die Ionisation, d. h. die Bildung von positiven und negativen Ionen aus ungeladenen Gasmolekülen zu vernachlässigen sein. Für sehr langsame Kathodenstrahlen von 0 bis 10 Volt Geschwindigkeit, ist, wie Lenard gezeigt hat, die Ionisation außerordentlich gering, auch bei weniger vollkommenem Vakuum. Bei höheren Geschwindigkeiten steigt dagegen die Ionisation stark an, wenn man nicht außerordentlich hohes Vakuum verwendet. Wie ich schon am anderen Orte erwähnte, gelingt es durch Evakuation mittels Kokosnußkohle und flüssiger Luft die Ionisation für die hier in Betracht kommenden Kathodenstrahlgeschwindigkeiten auf ein genügend kleines Maß herabzudrücken.

Die Verwendung sehr guten Vakuums ist aber noch aus einem anderen Grunde nötig. Es haben nämlich gerade die sehr langsamen Elektronen in besonderem Maße die Eigenschaft, sich mit Gasteilchen zu beladen. Auf diese Weise werden negative Ionen gebildet, die von Lenard „Träger" genannt werden. Diese Trägerbildung verursacht besonders bei langsamen Kathodenstrahlen und einem nicht genügend hohen Vakuum eine starke diffuse Zerstreuung, so daß dann von geradliniger Ausbreitung keine Rede mehr sein kann. Für einwandfreie Reflexionsmessungen nach der hier verwendeten Methode ist aber natürlich eine einigermaßen geradlinige Ausbreitung Vorbedingung.

Mit Verbesserung des Vakuums nimmt die Trägerbildung ab. Vollkommen vermeiden läßt sie sich mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht. Besonders gilt dies bei der Verwendung glühender Kathoden, die fortwährend Gase abgeben.

Um ein Urteil über das erreichte Vakuum zu erhalten, wurde bei allen folgenden Versuchen die durch Trägerbildung hervorgerufene Streuung der Kathodenstrahlen gemessen.

Zu diesem Zwecke wurde Zylinder D mit A direkt verbunden, während durch das Galvano-

meter nur der auf die Platte C fallende Strom floß. Die Abnahme des so gemessenen Stromes bei Verschiebung der Platte C ergab ein Maß für die Größe der Streuung, da, wie schon erwähnt, bei Abwesenheit der Streuung bei allen Stellungen von C die gesamte Kathodenstrahlenmenge auf die Platte C hätte fallen müssen. Wie zu erwarten war, nahm die Menge der auf den Reflektor C treffenden Strahlung annähernd linear mit der Entfernung ab. Als Beispiel einer solchen Messung ist in folgender Tabelle der von C abfließende Strom bei einer Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen von 10 Volt für verschiedene Abstände des Reflektors vom Diaphragma aufgeführt. Die Zahlen in Kolumne 2 beziehen sich auf ein mit flüssiger Luft hergestelltes Vakuum, während in Kolumne 3 die Werte, die bei Anwendung der *Hg*-Pumpe allein erhalten wurden, wiedergegeben sind.

Bei der Messung ohne Anwendung flüssiger Luft war der mit McLeod-Manometer gemessene Druck 0,005 mm.

Tabelle I.

Abstand des Reflektors vom Diaphragma	Strom, der vom Reflektor nach A fließt, in Skalenteilen	
	mit flüssiger Luft	ohne flüssige Luft
7	18	—
6	21	—
5	27	—
4	33	2
3	39	4
2	44	7
1	48	10

Wie man sieht, wird durch die Anwendung der flüssigen Luft die Streuung bedeutend herabgemindert. Bei geringeren Geschwindigkeiten als 10 Volt war sie natürlich beträchtlich größer.

Bei allen folgenden Messungen wurde auf die angegebene Weise die Streuung für 10 Volt Strahlen gemessen. Es war dadurch eine gewisse Sicherheit gegeben, daß das Vakuum genügende Höhe erreicht hatte.

Im folgenden sollen zunächst die Werte wiedergegeben werden, die bei verschiedenen Kathodenstrahlgeschwindigkeiten für den Reflexionsfaktor gefunden wurden. Die Kathodenstrahlgeschwindigkeiten sind in allen Fällen ausgedrückt durch das zwischen A und B herrschende Potential[1]).

1) Infolge des durch den Heizdraht fließenden Stromes ist auf dem Heizdraht ein Potentialgefälle von etwa 2 Volt. Es ergibt also die angelegte Potentialdifferenz V nicht die wirkliche Geschwindigkeit der Primärstrahlung; sie ist vielmehr aus dem angegebenen Grunde nicht ganz homogen, sondern entspricht einem Intervall von V bis $(V+2)$ Volt. Das am anderen Orte angegebene Verfahren zur Vermeidung dieser Inhomogenität wurde der Einfachheit halber hier nicht verwendet.

In einem Fall diente z. B. als Reflektor eine mit Schmirgelpapier abgeschmirgelte Messingplatte. Die Messungen erfolgten in der Weise, daß für eine Primärstrahlgeschwindigkeit der Wert i_1, dann i_2 und hierauf wiederum i_1 gemessen wurden.

Tabelle II.

Primärgeschw. Volt	i_1	i_2	i_1	$\frac{i_2 - i_1}{i_2} = R$
5	14	39	18	0,59
8	27	107	32	0,72
10	36	143	41	0,74
12	52	165	56	0,67
15	57	192	64	0,68
20	15	215	19	0,93

Aus den Werten R folgt zunächst, daß auch nach der hier angewandten Methode Reflexionsfaktoren gefunden werden, die der Größenordnung nach mit den seinerzeit mit Hilfsfeld gefundenen übereinstimmen.

Betrachtet man die Werte von R bei den angegebenen Primärgeschwindigkeiten, so erkennt man einen eigentümlichen Gang. Es steigt nämlich der Wert von R bis etwa 10 Volt an, um dann bis 15 Volt abzufallen, worauf wieder ein starker Anstieg stattfindet.

Dem kleinen Werte für R bei 5 Volt wird man meines Erachtens keine große Sicherheit beilegen dürfen. Es lassen sich dafür zweierlei Gründe angeben. Erstens muß man, wie schon oben erwähnt, annehmen, daß bei diesen geringen Geschwindigkeiten ein großer Teil der Elektronen Träger bildet. Träger können naturgemäß eine Reflexion oder Sekundärstrahlung nicht hervorrufen, da ja ihre Geschwindigkeit außerordentlich viel kleiner ist als die der Elektronen. Andererseits ist es aber auch möglich, daß die Reflexion bei kleinen Geschwindigkeiten durch die jedenfalls den Metallen anhaftende Gasschicht vermindert wird. Es ist sehr wahrscheinlich, daß bei Herstellung eines sehr viel besseren Vakuums, wie es z. B. bei den lichtelektrisch erzeugten Kathodenstrahlen möglich ist, sich diese Abnahme des Reflexionsvermögens erst bei sehr viel kleineren Werten finden würde oder überhaupt verschwinden wird. Immerhin steht so viel fest, daß auch noch bei 2 Volt Geschwindigkeit beträchtliche Reflexion vorhanden ist.

Bei 10 Volt Primärgeschwindigkeit tritt nun die Trägerbildung bei dem angewandten Vakuum nur mehr unbedeutend auf, wie die Messung der Streuung des Strahles nach der oben beschriebenen Methode ergab. Es entsprach nämlich in diesem Falle der vom Reflektor allein nach A fließende Strom für 1 cm und 5 cm Abstand vom Diaphragma 48 und 32 Skalenteilen.

Von diesem Punkt an tritt eine deutliche

Abnahme des Reflexionsvermögens mit wachsender Geschwindigkeit ein bis zu etwa 15 Volt, was die von mir schon früher geäußerte Anschauung unterstützt, daß man es in diesem Bereich mit einer wirklichen Reflexion zu tun hat.

Bei 15 Volt Geschwindigkeit tritt wieder ein rapider Anstieg des Reflexionsvermögens ein. Man muß annehmen, daß dieser Anstieg auf die von Lenard bei höherer Geschwindigkeit beobachtete Sekundärstrahlung znrückzuführen ist. Um dies zu untersuchen, wurde die Geschwindigkeit der Primärstrahlung weiter gesteigert.

Bei 25 Volt ergab sich R bereits zu 0,99, d. h. es wurde fast ebensoviel vom Reflektor emittiert, wie auf ihn auftraf. Man erkennt dieses enorme Ansteigen schon aus der rapiden Abnahme des vom Reflektor allein abfließenden Stromes.

Steigert man die Primärgeschwindigkeit, so sinkt der vom Reflektor abfließende Strom noch weiter, kehrt seine Richtung um und steigt nun bei wachsender Primärgeschwindigkeit immer weiter an. Verfolgt wurde diese Erscheinung bis zu 80 Volt Geschwindigkeit. Es ergab sich am Messing als Reflektor ein positiver Strom von + 120 Skt., während die auffallende Strahlung — 320 Skt. entsprach.

Man könnte nun annehmen, daß diese Erscheinung durch Ionisation des Gasinhaltes hervorgerufen wird. Um dies zu untersuchen, wurde eine Spannungsquelle von 40 Volt zwischen Faradayzylinder und Galvanometer eingeschaltet, so daß der Faradayzylinder gegen die Anode A auf — 40 Volt geladen wurde. Ließ man nun durch das Diaphragma 30 Volt-Strahlen treten, so konnten sie den Faradayzylinder nicht erreichen, eine beträchtliche Ionisation hätte jedoch Bildung von +-Ionen veranlassen und einen merkbaren Stromübergang vom Faradayzylinder zur Anode bewirken müssen. Die beobachteten Ströme waren aber bei dem hier angewandten Vakuum kaum bemerkbar, jedenfalls unter 1 Proz. der in dem Raum eintretenden negativen Strahlung.

Ein direkter Beweis, daß der vom Reflektor abfließende positive Strom auf Sekundärstrahlung beruht, ergibt sich dadurch, daß bei Anlegen eines +-Potentials, das bei Vorhandensein von Leitfähigkeit den +-Strom hätte verstärken müssen, der vom Reflektor abfließende +-Strom kleiner wird und bei genügender Höhe des angelegten Potentials negative Werte annimmt. Es zeigt diese Erscheinung, daß durch das +-Potential des Reflektors gegenüber der Umgebung die Sekundärstrahlung zurückgehalten wird.

Oben war die Ansicht ausgesprochen worden, daß zwischen 10 und 15 Volt eine wirkliche Reflexion, dagegen von 15 Volt aufwärts Sekundärstrahlung vorliegt. Ist diese Ansicht richtig, so müßte sich ein Unterschied im Charakter der vom Reflektor ausgehenden Strahlung bemerkbar machen. Es ist zu erwarten, daß die reflektierte Strahlung im wesentlichen die Geschwindigkeit der primären habe, während bei Sekundärstrahlung ein so einfacher Zusammenhang zwischen Primär- und Sekundärgeschwindigkeit nicht zu erwarten ist.

Um diese Frage zu entscheiden, wurde die Geschwindigkeit der reflektierten Strahlen nach derselben Methode wie in meiner früheren Arbeit[1]) untersucht, nur daß jetzt alle in Betracht kommenden Teile berußt wurden; die Anordnung war folgende: Die Kathodenstrahlen traten wieder (Fig. 1) durch das in der Mitte von A befindliche Röhrchen a und fielen auf den Reflektor D, der in geringem Abstand von dem oberen Ende von a angebracht war. Der ringförmige Hohlraum zwischen A und a war durch das Drahtnetz E in zwei Teile geteilt. In der unteren Hälfte war von A isoliert ein Ring R angebracht; der von R nach A fließende Strom konnte durch das Galvanometer gemessen werden, wobei gleichzeitig dem Ring R beliebige negative Potentiale gegen A erteilt werden konnten.

Die von D ausgehende Strahlung trat also durch das Drahtnetz in ein verzögerndes Feld. Durch Messung des Stromes zwischen Ring und A bei verschiedener Größe des verzögernden Feldes kann man die Geschwindigkeitsverteilung erkennen.

Es wurden Messungen angestellt bei 10, 15, 30 und 80 Volt. Wie die Kurven in Fig. 2 zeigen, ergeben sich deutliche Unterschiede in dem Charakter der Kurven für 10 und 15 Volt gegenüber den Kurven bei 30 und 80 Volt.

Bei den Primärgeschwindigkeiten von 30 und 80 Volt liegt der stärkste Abfall zwischen 0 und 5 Volt. Dies zeigt, daß dem größten Teil der Sekundärstrahlung Geschwindigkeiten in dieser Größenordnung zukommen. Es ist jedoch bei den 30 Volt-Strahlen noch bis zu 28 Volt Spannung zwischen R und A ein merkbarer Strom vorhanden. Dies deutet an, daß hier auch noch Reflexion vorhanden ist. Wird das negative Potential von RA gegenüber über 30 Volt gesteigert, so bleibt der von R abfließende Strom = 0, was wiederum beweist, daß Ionisation des Gasinhaltes hierbei keine Rolle spielt.

Bei 80 Volt Primärstrahlung überwiegt die Sekundärstrahlung derartig, daß schon bei 30 Volt die Stromstärke auf 1 Proz. des Maximalwertes gesunken ist.

Ganz anders verhalten sich die Kurven bei 15 und 10 Volt Primärgeschwindigkeit. Bei

1) O. v. Baeyer, l. c.

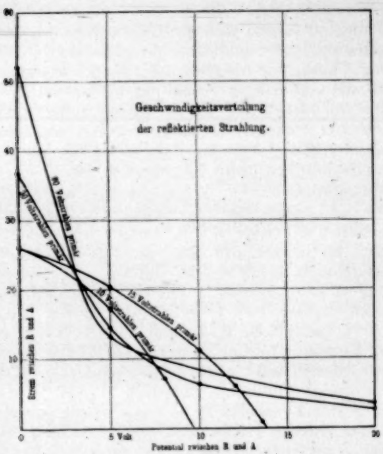


Fig. 2.

15 Volt Primärstrahlen z. B. liegt der stärkste Abfall oberhalb 10 Volt. Es ergibt sich also, daß die bei 10 Volt Geschwindigkeit reflektierte Strahlung jedenfalls größtenteils die Geschwindigkeit der Primärstrahlung besitzt, während kleinere Geschwindigkeiten in sehr viel geringerem Maße als bei Vorhandensein der Sekundärstrahlung vertreten sind.

Diese Messungen können nur als qualitativ richtig gelten. Der diffuse Verlauf der vom Reflektor kommenden Strahlen und vor allem das für kleine Geschwindigkeiten nicht ausreichende Vakuum muß große Fehler bedingen. In Wirklichkeit wird der Unterschied im Charakter der beiden Strahlungsarten noch viel schroffer sein.

Die erwähnten Versuche wurden, wie schon hervorgehoben, bei möglichst hohem Vakuum ausgeführt, das durch die Stärke der Streuung beurteilt werden konnte. Ein direkter Einfluß des Druckes auf die Größe der Reflexion bzw. Sekundärstrahlung konnte allerdings nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden. Es muß aber berücksichtigt werden, daß das zur Untersuchung geeignete Druckintervall ziemlich beschränkt war, da bei schlechterem Vakuum eine solche Abnahme der durch das Diaphragma eintretenden Strahlenmenge eintrat, daß die Messung unmöglich wurde. Dagegen trat eine deutliche Beeinflussung des Reflexionsvermögens von adhärierenden Gasschichten zutage. Wurde nämlich eine Röhre frisch zusammengesetzt, so war die Reflexion und Sekundärstrahlung anfangs schwach und stieg erst zu einem einigermaßen konstanten Wert an, wenn das Vakuum mindestens einige Stunden aufrecht erhalten worden war. Dies deutet darauf hin, daß Gasschichten an der Oberfläche des Reflektors die Resultate wesentlich beeinflussen können.

Die hier beschriebene Erscheinung, daß eine von Kathodenstrahlen getroffene Platte mehr negative Teilchen, als auftreffen, aussendet, ist analog zu der Beobachtung von Austin und Starke[1]) an schnellen Kathodenstrahlen. Während aber bei letzteren nur bei schiefer Inzidenz eine so starke Sekundärstrahlung auftritt, ist dies bei meinen Versuchen auch bei senkrechter Inzidenz der Fall.

In neuerer Zeit hat Laub[2]) die Versuche von Austin und Starke dadurch erklärt, daß durch die Vergrößerung des Einfallwinkels die Absorption der in dem Reflektor entstehenden Sekundärstrahlen geringer wird, da ja bei schiefer Inzidenz die Primärstrahlen in den äußersten Schichten des Metalls absorbiert werden.

Mit dieser Anschauung stehen meine Versuche in bestem Einklang. Die hier benutzten langsamen Kathodenstrahlen werden in der äußersten Schicht der Metalloberfläche absorbiert. Infolgedessen können die Sekundärstrahlen in beträchtlicher Menge aus dem Metall austreten.

Die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlung ergab sich bei meinen Versuchen zu etwa 5 Volt. Dies steht in gewissem Widerspruch mit Versuchen bei schnellen Kathodenstrahlen. Hier findet sich eine von der Primärgeschwindigkeit unabhängige Geschwindigkeit von 27 bis 34 Volt[3]).

Nimmt man als Hypothese an, daß die Anfangsgeschwindigkeit der Sekundärstrahlenteilchen aus der Energie der Metallatome stammt, so müßte man für diese langsamen Sekundärstrahlen entweder eine andere Art des Atomzerfalls annehmen, oder es müßte sich hier der beschriebene Vorgang gar nicht an den Metallatomen selbst, sondern an anderen Atomen abspielen, z. B. an okkludierten Gasteilchen. Gegen letztere Anschauung spricht der Umstand, daß eine Ermüdung der bestrahlten Platte bisher sich nicht nachweisen ließ.

Einfluß des Materials auf die Reflexion und Sekundärstrahlung.

Mit der eben beschriebenen Methode wurden auch andere Materialien, wie das oben als Beispiel angeführte Messing untersucht.

1) Austin und Starke, Ann. d. Phys. (4) **9**, 271, 1902.
2) J. Laub, ebenda (4) **23**, 285, 1907.
3) Chr. Füchtbauer, Ann. d. Phys. (4) **23**, 301, 1907.

Zunächst konnte festgestellt werden, daß Ruß, wie schon die erwähnten Vorversuche ergeben hatten, außerordentlich geringes Reflexionsvermögen besitzt. Zwischen 5 und 15 Volt Primärgeschwindigkeit war bei einer Rußplatte das Reflexionsvermögen im Mittel $= 0{,}1$, bei 30 Volt 0,2. Es tritt also an Ruß, wenn auch in geringem Maße, sowohl Reflexion wie Sekundärstrahlung auf. Blanke Metalle wie Silber, Platin, Aluminium ergaben, was die Abhängigkeit, des Reflexionsfaktors von der Primärgeschwindigkeit anbelangt, qualitativ dieselben Resultate wie Messing, d. h. es wurde zwischen 9 und 15 Volt eine Abnahme des Reflexionsvermögens konstatiert, während über 15 Volt ein Ansteigen des Reflexionsvermögens stattfand. Quantitativ aber treten Unterschiede bei den verschiedenen Materialien hervor; so schwankte das Reflexionsvermögen bei 10 Volt Primärgeschwindigkeit zwischen 0,5 und 0,8. Auch der durch Sekundärstrahlung bedingte Anstieg war von Fall zu Fall verschieden. Als Maß kann hierfür die Größe der Primärgeschwindigkeit, bei der $R = 1$ wird, dienen. Dies trat z. B. bei einer Messingplatte bei 32 Volt, bei Platin bei 28 Volt, bei Aluminium erst bei 49 Volt ein. Für ausgedehntere Untersuchungen war aber die verwandte Methode unbequem, da für jedes Material die Röhre auseinander genommen werden mußte.

Es wurden deshalb die weiteren Untersuchungen derart ausgeführt, daß dem Austrittsdiaphragma verschiedene Platten, die auf einer Achse drehbar angebracht waren, gegenüber gestellt werden konnten (s. Fig. 1). Auf diese Weise war es möglich, drei verschiedene Materialien hinsichtlich ihres Reflexionsvermögens unmittelbar hintereinander mit einer Rußplatte zu vergleichen. Die einzelnen Versuche hier anzuführen ist unnötig. Denn es ergab sich im allgemeinen keine eindeutige Abhängigkeit des Reflexionsvermögens vom Material allein, dagegen ist die Oberflächenbeschaffenheit von wesentlichem Einfluß. Dies ist auch nicht zu verwundern, da ja bei dem geringen Durchdringungsvermögen der langsamen Kathodenstrahlen, alle beschriebenen Erscheinungen sich unmittelbar an der Oberfläche abspielen müssen.

Den deutlichsten Beweis für diese Anschauung ergab das Verhalten von Platin. Während blankes Platin hohes Reflexionsvermögen gibt und die Sekundärstrahlung schon bei 25 bis 30 Volt Primärgeschwindigkeit die Stärke der auffallenden Strahlung erreicht, verhält sich Platinmohr fast ebenso wie Ruß.

Bei verschiedenen Ruß- oder Platinmohrüberzügen machten sich Unterschiede geltend. Ein tiefschwarzer Überzug ergab immer die kleinsten Reflexionsvermögen. So trat der Fall ein, daß ein weniger guter, grau erscheinender Rußüberzug mehr reflektierte als ein tiefschwarzer Platinmohrüberzug.

Durch verschiedenartige Behandlung wie Abschaben, Abschmirgeln usw. einer Platinoberfläche ließen sich Zwischenstufen zwischen blankem Platin und Platinmohr herstellen. Aluminium, das bekanntlich bei schnellen Kathodenstrahlen durch geringes Reflexionsvermögen sich auszeichnet, ergab abgeschmirgelt Werte, die unter denen von Messing und Platin lagen. Auch die Sekundärstrahlung trat bei Aluminium erst bei größeren Primärgeschwindigkeiten auf.

Nach dem Vorhergehenden ist es aber möglich, daß dieser Unterschied durch die Eigenschaften der Aluminiumoberflächen, die trotz Abschmirgeln immer ein graues Aussehen zeigen, bedingt ist.

Ob wirklich kleine Unterschiede zwischen verschiedenen Materialien bestehen, ließe sich nur entscheiden, wenn man bei den verschiedenen Materialien gleiche Oberflächenbeschaffenheit erzielen könnte. Dies macht aber schon bei verschiedenen Stücken ein und desselben Materials Schwierigkeiten.

Was die Abhängigkeit der Reflexion von der Geschwindigkeit anbelangt, ergibt die zuletzt beschriebene Methode, die auf dem Vergleich mit einer Rußfläche beruht, dieselben Resultate wie die erste Methode.

So wurden in ein und derselben Röhre (Fig. 1) Messungen an zwei blankgeschmirgelten Messingplatten, deren Oberfläche vollkommen gleich behandelt worden war, nach beiden Methoden angestellt. Das Ergebnis ist in folgender Tabelle zusammengestellt.

Tabelle III.

Primärgeschwindigkeit Volt	Reflexionsvermögen R		
	Erste Methode (Faradayzylinder)	Zweite Methode (Vergleich mit Platinmohr)	
		gemessen (relativ zu Platinmohr)	absolut
8	0,67	0,67	0,70
12	0,58	0,54	0,59
15	0,66	0,65	0,68
25	0,93	0,91	0,93

Die nach der zweiten Methode als absolut angegebenen Werte sind aus den durch Vergleich mit Platinmohr sich ergebenden Werten berechnet, wobei als Reflexionsvermögen von Platinmohr für 8 bis 15 Volt Primärgeschwindigkeit $R = 0{,}1$ und für 25 Volt Geschwindigkeit $R = 0{,}2$ eingesetzt wurde. Letztere Werte wurden nach der Methode 1 für die verwendeten Platinmohrplatten gefunden. Die Über-

einstimmung der nach den beiden Methoden erhaltenen Werte ist befriedigend.

Resultate.

In Übereinstimmung mit meinen früheren Untersuchungen wurde bei Kathodenstrahlen, die von einer glühenden Oxydkathode ausgehen, bei Primärgeschwindigkeiten von 5 Volt an aufwärts eine beträchtliche Reflexion bzw. Sekundärstrahlung an Metallplatten festgestellt. Die Reflexion nimmt mit wachsender Primärgeschwindigkeit ab, die Sekundärstrahlung zu. Die Sekundärstrahlung ist so intensiv, daß schon bei etwa 30 Volt Primärgeschwindigkeit ebensoviele Elektronen die Platte verlassen wie auftreffen. Die Oberflächenbeschaffenheit des Reflektors wirkt wesentlich auf die Erscheinung ein, während ein Einfluß des Materials nicht mit Sicherheit konstatiert werden konnte. Ruß und Platinmohr zeigen Reflexion und Sekundärstrahlung in nur ganz geringem Maße.

Berlin, Physik. Institut der Universität.

(Eingegangen 23. Januar 1909.)

BESPRECHUNGEN.

W. Ostwald, Prinzipien der Chemie. Eine Einleitung in alle chemischen Lehrbücher. XV u. 540 Seiten. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1907. M. 8.—, gebunden M. 8.80.

W. Ostwald beschäftigt sich seit langer Zeit mit einer Kritik der Grundbegriffe der Chemie und versucht es, dieselben möglichst aus allen Hypothesen herauszuschälen. Gleichzeitig bemüht er sich, die Resultate dieser wissenschaftlichen Kritik für die Pädagogik der Chemie nutzbar zu machen. Eine Frucht dieser Gedankenrichtung sind seine „Analytische Chemie" (Leipzig, W. Engelmann 1894) sowie die „Grundlinien der anorganischen Chemie" (Leipzig, W. Engelmann 1900), die mit den jetzt erschienenen „Prinzipien der Chemie" ein einheitliches Ganzes bilden. Bei einem Vergleiche der Lehrbücher der anorganischen Chemie, die vor Ostwalds Grundlinien und Prinzipien erschienen sind, mit diesen letztgenannten Werken wird jeder, der von einem Stoff nur dann befriedigt ist, wenn dieser logisch-deduktiv bearbeitet ist, ein Gefühl der Erleichterung und ein Gefühl des Dankes für den durch Ostwald erreichten Fortschritt in der Richtung eines rationellen wissenschaftlichen Systems empfinden.

Eine pädagogische Einführung in die anorganische Chemie denkt sich Ostwald so, daß der Studierende zuerst ein gedrängtes lebendiges Anschauungsmaterial der Eigenschaften der wichtigsten Elemente und Verbindungen gewinnen und dann auf dieses gestützt, die großen Zusammenhänge, wie sie in den „Prinzipien" dargestellt sind, in ihren einfachen und übersichtlichen Linien in sich aufnehmen soll.

Nach Ansicht des Referenten müßte das Anschauungsmaterial, das zum vollen Verständnis der „Prinzipien", die von allen Eigenschaften individueller Stoffe absehen, nötig ist, schon ein ziemlich reichhaltiges sein, so daß die „Prinzipien der Chemie" eher als Schlußstein der „Grundlinien", in denen Ostwald dieses Anschauungsmaterial gibt, denn als Einleitung dienen könnten oder höchstens hier und da in die „Grundlinien" zu verweben wären.

Abgesehen von dem pädagogischen Wert wird auch jede Klarstellung der Grundbegriffe einer Disziplin einen wissenschaftlichen Wert haben. Während wohl die meisten physikalischen Chemiker mit der klaren und schönen Darstellung der „Prinzipien" in den Kapiteln

I: „Körper, Stoffe und Eigenschaften",
II: „Die Formarten (= Aggregatzustände)",
III: „Gemenge, Lösungen und reine Stoffe",
IV: „Umwandlung der Formarten und Gleichgewichte",
V: „Lösungen",
VIII: „Die kolligativen Eigenschaften",
IX: „Reaktionsgeschwindigkeit und Gleichgewicht",
X: „Isomerie",
XI: „Die Ionen",

einverstanden sein werden, werden die Meinungen bei den Kapiteln VI: „Elemente und Verbindungen" und VII: „Das Gesetz der Verbindungsgewichte", dem eigenartigsten und interessantesten Teil des Buches, sich teilen.

In dem ersten dieser beiden Kapitel: „Elemente und Verbindungen", in dem von der Atomistik gänzlich abgesehen wird, definiert Ostwald den Begriff des Elements mit Hilfe der hylotropen Umwandlung. Eine hylotrope Umwandlung ist eine Phasenumbildung, bei der in jedem Augenblicke das Verhältnis der Bestandteile (im Sinne des Phasengesetzes) in dem bei der Umwandlung verschwindenden wie in dem neuentstehenden Gebilde konstant und für beide gleich ist. Hylotrope Umwandlungen können nun erleiden: 1. ausgezeichnete Lösungen und 2. reine Stoffe. Der Unterschied zwischen beiden besteht darin, daß die ersteren nur in einem einzigen Zu-

standspunkte, letztere dagegen innerhalb eines endlichen Drucktemperaturgebietes hylotrop sind. Als neue Definition eines Elements ergibt sich dann: ein Element ist ein reiner Stoff, der innerhalb des ganzen uns zugänglichen Drucktemperaturgebietes (oder noch weiter: innerhalb des ganzen Gebietes der herstellbaren energetischen Beeinflussungen) nur hylotrope Umwandlungen erleiden kann.

Im weiteren Verlaufe des Kapitels werden die Kriterien untersucht, auf Grund deren man die Bildung einer Verbindung bei dem einfachsten möglichen Fall der Einwirkung zweier Bestandteile aufeinander erweisen kann. Es werden zunächst die möglichen Phasenbilder eines Systems zweier Stoffe, die miteinander nur Lösungen und Gemenge bilden, bei konstanter Temperatur und konstantem Druck durch geeignete Linienbilder veranschaulicht, vorgeführt, dann der Einfluß der Temperatur und des Druckes berücksichtigt (flächenhafte und räumliche Darstellung) und schließlich alle bei Bildung einer Verbindung aus den bei den Stoffen möglichen 366 Phasenbildern in derselben Weise diskutiert. Aus dem Vergleich der Phasenbilder bei Bildung einer neuen Verbindung aus den beiden Stoffen mit denen bei bloßer Lösung ergibt sich, daß in einer Reihe von Fällen die Bilder verschieden sind, in einer andern sie sich decken. In diesem letzten Falle kann man die Entscheidung für die bloße Lösung oder Verbindung bei der Wechselwirkung zweier Stoffe auf Grund des Phasenbildes allein nicht treffen, es werden deshalb auch noch die andern Kriterien für die Existenz einer Verbindung vorgeführt.

In dem Kapitel: „Das Gesetz der Verbindungsgewichte" versucht Ostwald die experimentell ermittelten stöchiometrischen Grundgesetze der konstanten und der multiplen Proportionen, sowie der Verbindungsgewichte, auf Überlegungen F. Walds fußend, auf einfache Prinzipien zurückzuführen, statt sie, wie sonst üblich, durch die Atomhypothese zu veranschaulichen.

Was das Gesetz der konstanten Proportionen anlangt, so folgt es schon aus der Definition eines reinen Stoffes (AB), der in einem endlichen Gebiete nur hylotrope Umwandlungen erleiden kann, also keine Lösungen oder Gemenge zu bilden imstande ist, also konstante Zusammensetzung hat. Im Verein mit dem Erhaltungsgesetz der Elemente folgt, daß AB die Stoffe A und B nur in einem konstanten Verhältnis liefern und aus denselben nur im selben konstanten Verhältnis entstehen kann. Das Gesetz der konstanten Proportionen ist also mit der Erfassung des Begriffes eines reinen Stoffes auf engste verknüpft.

Das Gesetz der Verbindungsgewichte wird aus dem allgemeinen Gesetz der integralen Reaktionen (F. Wald) deduziert. Dieses letztere Gesetz besagt eigentlich nur, daß das Gesetz der konstanten Proportionen nicht nur für Elemente, sondern auch für alle andern reinen Stoffe, das sind Verbindungen, gilt, diese also ebenso wie die Elemente als Ganzes weitere Verbindungen eingehen. Eine Verbindung ABC (die Buchstaben mögen sowohl die Natur der Elemente als eine bestimmte Menge von ihnen andeuten) kann zum Beispiel aus AB durch Reaktion mit C oder aus AC durch Reaktion mit B entstehen. AB bzw. AC treten als Ganzes mit C bzw. B in Reaktion, also ist in ABC der Stoff A und der Stoff B im selben Verhältnis, wie in AB, ebenso A und C im selben Verhältnis wie in AC. Bildet man schließlich noch aus BC durch Reaktion mit A den Stoff ABC, so folgt, daß auch in BC dasselbe Verhältnis der Stoffe B und C herrschen muß wie in ABC. Die Menge B, die in AB mit der Menge A verbunden ist, heißt nun das Verbindungsgewicht von B in bezug auf A; ebenso die Menge C in AC das Verbindungsgewicht von C in bezug auf A. Es folgt also aus dem Gesetz der integralen Reaktionen, daß auch B und C die Verhältniszahlen sind, in denen diese beiden Elemente zu einer Verbindung BC zusammentreten. Mit anderen Worten: Hat man die Gewichtsmengen der verschiedensten Elemente ($BCD\ldots$) bestimmt, die mit einer konstanten Gewichtsmenge eines einzigen Elementes (A) sich verbinden, so geben diese Gewichtsmengen auch die Verhältnisse an, in denen die Elemente sich untereinander verbinden. Dies ist aber der Inhalt des Gesetzes der Verbindungsgewichte, das somit aus dem Gesetz der integralen Reaktionen und dem der konstanten Proportionen abgeleitet wurde. In ähnlicher Weise wird auch das Gesetz der multiplen Proportionen deduziert.

Jedenfalls ist ein derartiger Versuch, die stöchiometrischen Grundgesetze auch von einer andern Seite als von der der Atomistik zu beleuchten, sehr interessant und aufklärend. Welchen heuristischen Wert eine derartige Betrachtungsweise für die Chemie haben kann, wird erst die zukünftige Entwicklung dieser Wissenschaft zeigen. Soviel aber dürfte man bei dem jetzigen Stande der Wissenschaft behaupten können, daß Ostwald, der die Atomistik hier noch[1]) vollständig verwirft, dieser Anschauungsweise, die doch unzweifelhaft zu großen Erfolgen in der Chemie und Physik geführt hat und noch führt, und wahrscheinlich auch immer führen wird, unrecht tut, wie auch die dogmatischen Atomistiker, die keinerlei andere Betrachtungsweise

1) In seinem neuesten Werk: Grundriß der allgemeinen Chemie, 4. Auflage, hat Ostwald seinen Standpunkt in dieser Beziehung geändert.

als die ihrige für wissenschaftlich gelten lassen wollen, allen denen, die auf einem kritischen Standpunkt stehen, nicht gerecht werden.

In buchtechnischer Hinsicht schließlich darf die Bemerkung nicht unterdrückt werden, daß in dem Werke eine große Zahl von störenden Druckfehlern die Lektüre hindert.

K. Jellinek.

R. Gans, Einführung in die Theorie des Magnetismus. 8. 110 S. 40 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. M. 2.40

Vorliegendes Werk ist die erste Nummer der von E. Jahnke herausgegebenen Sammlung mathematisch-physikalischer Schriften für Ingenieure und Studierende. Nach dem Willen des Verfassers soll es eine Mittelstellung einnehmen zwischen den Werken von du Bois und Ewing einerseits und den modernen von Cohn, Abraham und Ebert andererseits, in dem es sich mehr auf die Maxwellsche Theorie stützt als die ersteren, aber sie nicht so weitgehend durcharbeitet, wie die letzteren. Es stellt demnach mit ein Glied der Brücke dar, die zwischen Anwendung und Theorie zur Zeit in Bau ist. Die Art der Darstellung ist dadurch zu kennzeichnen, daß man sagen kann, sie versteht, mit einem Minimum von Worten ein Maximum von Wissen zuzuführen, ohne Wesentliches zu übergehen. Da das Wesen der Vektoranalyse dem so recht entspricht, finden wir sie häufig angewendet. Die Anordnung des Stoffs ist eine andere als jene, in der dem Studierenden die Lehre vom Magnetismus der Regel nach zum erstenmal vorgeführt wird. Die hieraus zu gewinnende Vertrautheit mit der Materie wird vielmehr als schon vorhanden vorausgesetzt. Der Leserkreis des Werkes ist demnach eindeutig bestimmt. Einer Empfehlung bedarf es nicht.

A. Nippoldt.

R. Fitzner, Beiträge zur Klimakunde des Osmanischen Reiches und seiner Nachbargebiete. II. Meteorologische Beobachtungen in Kleinasien 1903. 4. 37 S. Berlin, Hermann Paetel. 1907. M. 4.—

Zur Beurteilung der Wirtschaftlichkeit neu zu erschließender Länderstrecken sind meteorologische Beobachtungen von großem Wert. In diesem Sinne sind die vorliegenden Daten über 78 Stationen in Kleinasien mit Freude zu begrüßen. Meist sind es die Eisenbahnverwaltungen, auf deren Veranlassung Beobachtungen angestellt werden, doch beteiligt sich auch ein osmanischer Fachkollege, Prof. Manissadjiaw vom Anatolia College in Merzifan an der Sammlung meteorologischer Werte.

Das vorliegende Heft ist der zweite vom Verfasser veröffentlichte Jahrgang.

A. Nippoldt.

F. Kohlrausch, Kleiner Leitfaden der praktischen Physik. 2. vermehrte Auflage. 8. XVIII u. 268 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Preis gebunden 4 Mark.

Von dem kleinen Leitfaden der praktischen Physik, dem Auszuge aus dem großen Lehrbuch von F. Kohlrausch, ist eine zweite, vermehrte Auflage erschienen, die durch eine Anzahl von Aufgaben und Figuren, sowie durch Vergrößerung der theoretischen Abschnitte des Textes bereichert ist. Es erübrigt sich, dem jeden jungen Physiker unentbehrlichen, aber auch jedem älteren Fachmanne wegen seiner Übersichtlichkeit und Handlichkeit angenehmen, klassischen Buch noch ein Wort mitzugeben.

K. Jellinek.

Tagesereignisse.

Ferienkurse Jena. Vom 4. bis 17. August 1909. Im ganzen mehr als 50 verschiedene Kurse, **Naturwissenschaftliche Abteilung,** darunter: Immendorff, Grundzüge der Chemie und Darlegung der wichtigsten chemischen Vorgänge in der Natur, Rein, Drahtlose Telegraphie und Telephonie. — Das Problem der Luftschiffahrt, Knopf, Populäre Astronomie, Knopf, Zeit- und Ortsbestimmung, mit praktischen Übungen. Ferner sei auf die pädagogischen, schulhygienischen, literaturgeschichtlichen und religionswissenschaftlichen Kurse hingewiesen.

Ausführliche Programme sind kostenfrei durch das Sekretariat der Ferienkurse (Jena, Gartenstraße 4) zu haben.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Kiel Dr. H. Zahn für Physik, an der Universität Jena Dr. Clemens Thaer für Mathematik, an der Universität Heidelberg Dr. Ernst Müller für Chemie, an der Akademie zu Frankfurt a. M. Dr. Fr. L. Mayer für Chemie, an der Universität Heidelberg Dr. Paul Hertz für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Berlin Professor Dr. Edmund Landau zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Göttingen, Oberingenieur Heinrich Aumund zum etatsmäßigen Professor für Maschinenbau an der Technischen Hochschule Danzig, der Dozent am Polytechnikum in Köthen und Privatdozent an der Universität Halle Dr. Georg Berndt zum Professor für Physik am Instituto Nacional del Profesorado Secundario in Buenos Aires, der ord. Professor an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Walter Ludwig zum ord. Professor der darstellenden Geometrie an der Technischen Hochschule Dresden.

Gesuche.

Physiker, Dr. phil.,

seit längerer Zeit wissenschaftlich tätig, **sucht** Stellung als Volontärassistent gegen mäßiges Honorar. Gefällige Offerte unter **S. H. 290** an die Expedition dieser Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.